Untersuchung des Tritontransfers in der sd-Schale mit (p, α)–Reaktionen an den Kernen ^{20}Ne, ^{24}Mg und ^{26}Mg

Dissertation
zur Erlangung des Grades eines Doktors
der Naturwissenschaften

der Fakultät für Physik
der Eberhard-Karls-Universität zu Tübingen

vorgelegt von

Thies Rohwer

aus Wismar/Mecklenburg

1980

Untersuchung des Tritontransfers in der sd-Schale mit (p,α)-Reaktionen an den Kernen ^{20}Ne, ^{24}Mg und ^{26}Mg

Dissertation
zur Erlangung des Grades eines Doktors
der Naturwissenschaften

der Fakultät für Physik
der Eberhard-Karls-Universität zu Tübingen

vorgelegt von
Thies Rohwer
aus Wismar/Mecklenburg

1980

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

Tag der mündlichen Prüfung: 10. Juli 1980

Dekan: Prof. Dr. W. Prandl

1. Berichterstatter: Prof. Dr. G. Staudt

2. Berichterstatter: Prof. Dr. H. Krüger

Inhaltsverzeichnis Seite

1. Einleitung 1

2. Messung und Auswertung der Daten 3

2.1 Übersicht über die Meßdaten 3

2.2 Experimentelles Verfahren 4

2.2.1 Experimenteller Aufbau 4

2.2.2 Targets 7

2.2.3 Elektronik 10

2.3 Datenauswertung 13

2.3.1 Untergrund 15

2.3.2 Konkurrenzreaktion 15

2.3.3 Auswerteprogramm 16

3. Meßergebnisse 20

3.1 Die Reaktion $^{20}Ne(p,\alpha)^{17}F$ 20

3.2 Die Reaktion $^{24}Mg(p,\alpha)^{21}Na$ 26

3.3 Die Reaktion $^{26}Mg(p,\alpha)^{23}Na$ 32

4. Diskussion 38

4.1 Reaktionsmechanismus 38

4.1.1 Überblick 38

4.1.2 Direkte Reaktionen 42

4.2 DWBA-Rechnungen 49

4.2.1 DWBA-Formel 49

4.2.2 Rechnungen mit gemessenen Potentialen 52

4.2.3 DWBA-Fit 56

4.3 Spektroskopische Faktoren 60

4.3.1 Vergleich mit spektroskopischen Faktoren für den Dreinukleonentransfer 60

Seite

4.3.2 Vergleich mit einteilchenspektroskopischen Faktoren 66

4.3.3 Massenabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte 71

5. Zusammenfassung 78

Literaturverzeichnis 81

Lebenslauf 84

1. Einleitung

Das Interesse an Untersuchungen von (p,α)-Reaktionen an leichten Kernen ist in den letzten Jahren stark gewachsen, besonders seitdem Berechnungen von spektroskopischen Amplituden des Dreinukleonen-Transfers vorliegen. So berechneten Kurath und Millener /1/ spektroskopische Amplituden für den Einbau bzw. Ausbau von drei Nukleonen an Targetkernen der 1p-Schale. Den Rechnungen liegen Schalenmodellwellenfunktionen von Cohen und Kurath /2/ zugrunde, die auf Konfigurationen der 1p-Schale beschränkt waren. Vergleiche der spektroskopischen Faktoren mit experimentellen Daten über (p,α)-Reaktionen an Kernen der 1p-Schale zeigen recht gute Übereinstimmung (/3/, /4/).

Demgegenüber werden (p,α)-Reaktionen an schwereren Kernen häufig im Rahmen des "Spektatormodells" beschrieben. Dabei sind die beiden transferierten Neutronen zum Bahndrehimpuls null gekoppelt und spielen daher die Rolle des Zuschauers. Die experimentellen Stärken der (p,α)-Reaktionen lassen sich dann mit den Stärken von Einproton-Ausbaureaktionen vergleichen, die zum gleichen Restkern führen.

Genauere Untersuchungen von Smits /5/ an Kernen der 2p1f-Schale haben gezeigt, daß auch Neutronenpaare der Senorität ungleich null in kohärenter Weise berücksichtigt werden müssen. Auch an Kernen der 2s1d-Schale sind Kohärenzeffekte bei der Untersuchung von (p,α)-Reaktionen nachgewiesen worden /6/.

Mittlerweile liegen jedoch auch an Kernen der sd-Schale Rechnungen über den Dreinukleonen-Transfer ohne derartige Näherungen vor. Die Rechnungen wurden von Chung und Wildenthal /7/ im SU(3)-Formalismus durchgeführt, wobei die Schalenmodellwellenfunktionen auf Konfigurationen der sd-Schale beschränkt waren.

Es erscheint daher von besonderem Interesse Dreinukleonen-Transferreaktionen an Kernen der sd-Schale zu untersuchen. Dies ist durch die vorliegenden (p,α)-Experimente, die im Rahmen der Verbundforschung am Jülicher Isochron-Zyklotron im Energiebereich von 22.5 bis 45 MeV ermöglicht wurden, an den Targetkernen ^{20}Ne, ^{24}Mg und ^{26}Mg geschehen. Einerseits lagen an diesen Targetkernen fast keine (p,α)-Daten anderer Autoren vor. Andererseits war aus Untersuchungen an den α-artigen Targetkernen ^{12}C und ^{16}O bekannt, daß die Grundzustände der zugehörigen Restkerne besonders stark angeregt werden. Am Targetkern ^{26}Mg kann darüber hinaus der Einfluß des zusätzlichen Neutronenpaares studiert werden und das "Spektatormodell" durch den Vergleich mit dem Einprotonen-pickup am ^{24}Mg untersucht werden. Schließlich sollten die Reaktionen bei verschiedenen Einschußenergien untersucht werden, um Aussagen über den Reaktionsmechanismus zu gewinnen.

2. Messungen und Auswertung der Daten

2.1 Übersicht über die Meßdaten

Die (p,α)-Reaktion ist bisher an den Kernen ^{20}Ne, ^{24}Mg und ^{26}Mg nur wenig untersucht worden. Zu Beginn der vorliegenden Arbeit lagen folgende Daten vor:
Am Targetkern ^{20}Ne existierten bei einer Einschußenergie von 42.6 MeV und in einem Winkelbereich von 10° bis 90° Messungen des differentiellen Wirkungsquerschnitts von Übergängen zu den ersten vier Zuständen des Restkerns ^{17}F sowie für zwei Gruppen bei höherer Anregungsenergie /8/.
Am Targetkern ^{24}Mg waren bisher keine (p,α)-Daten bekannt.
Die Reaktion $^{26}Mg(p,\alpha)^{23}Na$ wurde bisher nur im Energiebereich von etwa 6 bis 14 MeV Einschußenergie überwiegend im Hinblick auf Fluktuationsanalysen untersucht. In diesem Energiebereich lagen deshalb einige (p,α)-Winkelverteilungen vor.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden folgende Winkelverteilungen gemessen: Am Targetkern ^{20}Ne wurden bei Einschußenergien 22,5, 27,0, 35,0 und 45,0 MeV Spektren in einem Winkelbereich von 20° bis maximal 160° aufgenommen. Dabei wurden die ersten vier Zustände des Restkerns ^{17}F ausgewertet.

Messungen am Targetkern ^{24}Mg bei Einschußenergien von 22.5, 27.0, 35.0 und 45.0 MeV ergaben Winkelverteilungen von 10° bis 165°. Am Targetkern ^{26}Mg wurden bei den Einschußenergien 22.5 und 27.0 MeV Spektren in einem Winkelbereich von 15° bis 165° aufgenommen. Die ausgewerteten Übergänge sind in Tabelle 1 angegeben. Dabei sind die nicht aufgelösten Übergänge mit einer Klammer zusammengefaßt.

Tabelle 1:

Target	Ex/MeV	J^{π}	Target	Ex/MeV	J^{π}
^{20}Ne	0.0	$5/2^+$	^{26}Mg	0.0	$3/2^+$
	0.495	$1/2^+$		0.44	$5/2^+$
	3.105	$1/2^-$		2.08	$7/2^+$
	3.86	$5/2^-$		2.39	$1/2^+$
^{24}Mg	0.0	$3/2^+$		[2.64]	$1/2^-$
	0.33	$5/2^+$		[2.70]	$9/2^+$
	1.72	$7/2^+$		2.98	$3/2^+$
	2.42	$1/2^+$		[3.68]	$3/2^-$
	[2.80]	$1/2^-$		3.85	$5/2^-$
	[2.83]	$9/2^+$		[3.91]	$5/2^+$
				7.89	$5/2^+$;T=3/

2.2 Experimentelles Verfahren

2.2.1 Experimenteller Aufbau

Alle Messungen wurden am Jülicher Isochron-Zyklotron /9/ durchgeführt. Das Zyklotron ist in der Lage, Protonen im Energiebereich von 22.5 bis 45 MeV zu erzeugen mit einer Energieauflösung von etwa 3.10^{-3}. Die Untersuchung der Reaktion $^{20}Ne(p,\alpha)^{17}F$ erfolgte für die Einschußenergien E_p = 22.5 und 27 MeV an der Streukammer D des Zyklotronlabors (s. Abb. 1)

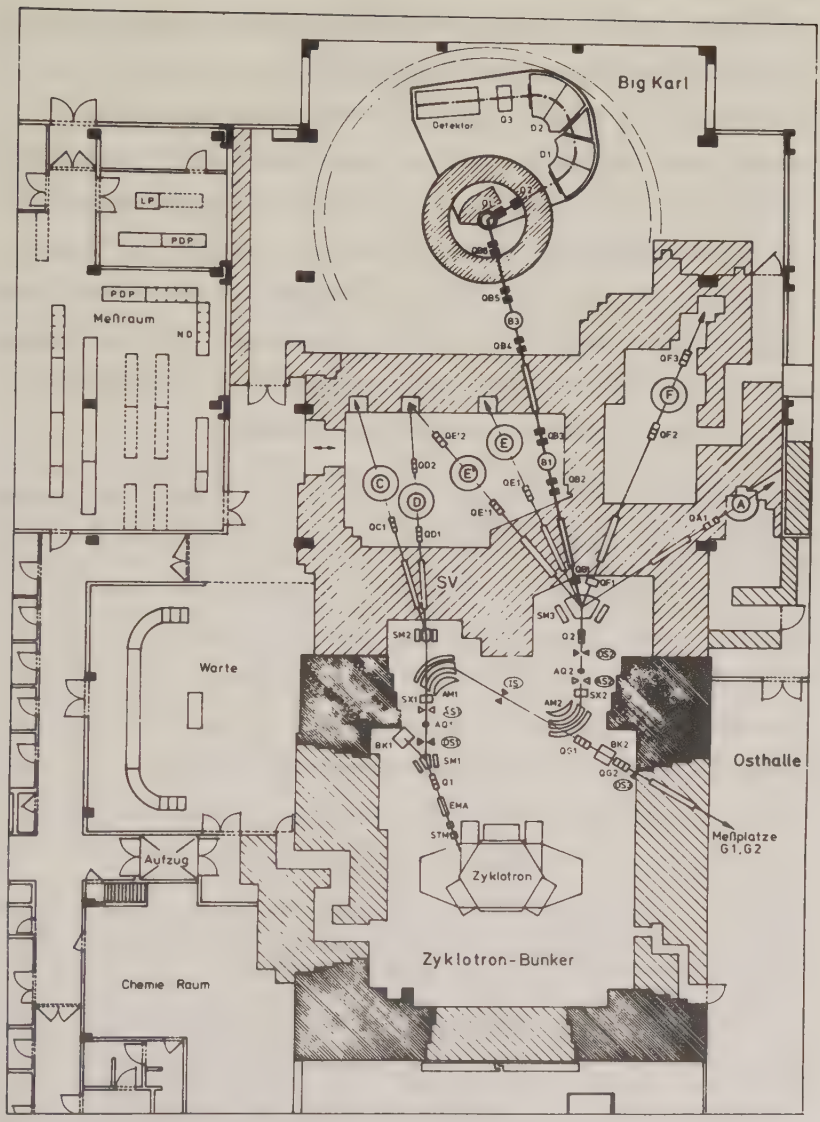

Bild 1: Strahlführung im Zyklotronlabor der KFA Jülich

Der Strahl für die Kammer D wird ohne zusätzlichen Energieseparator über zwei Schaltmagnete sowie einige Quadrupole auf das Target im Zentrum der evakuierten Streukammer fokussiert. Die Kammer besitzt einen Durchmesser von 220 mm und kann mit Feststoff- und Gastargets betrieben werden. Als Zähler wurden Silizium-Oberflächen-Sperrschichtzähler verwendet, die sich außerhalb der Kammer in einem evakuierten Zählerhäuschen befanden. Zwei Zählerhäuschen waren im Winkelabstand von 30° auf einer gemeinsamen Grundplatte montiert, die um die Streukammer gedreht werden konnte.

Die Reaktionsprodukte wurden außerhalb der Kammer nachgewiesen: Sie mußten deshalb zunächst das Streukammerfenster aus 19 µm dicker Hostafanfolie durchdringen und gelangten dann über eine ca. 10 mm lange Luftstrecke und durch eine 7 µm dicke Nickelfolie schließlich in das Zählerhäuschen. Der Energieverlust der Teilchen in den Folien und in der Luft konnte für die Auswertung vernachlässigt werden. Das Produkt aus Targetdicke und Faradayladung konnte mit einem Germanium-Lithium-Detektor unter 70° kontrolliert werden.

Sämtliche andere Messungen wurden an der großen Streukammer F /10/ durchgeführt, die mit einem Durchmesser von 1100 mm in der Lage ist, mehrere Detektorsysteme aufzunehmen. Der Strahl des Zyklotrons wird über einen Doppelmonochromator sowie Fokussier- und Schaltmagnete auf das Zentrum der Streukammer fokussiert. Der Monochromator arbeitet in zwei Moden: Im achromatischen Mode wird der externe Strahl des Zyklotrons praktisch unverändert auf das Target gegeben. Im dispersiven

Mode erhält man hingegen eine Energieauflösung bis zu $1.2 \cdot 10^{-4}$, wobei die Strahlintensität auf etwa 100 nA (Protonen) begrenzt ist. Deckel und Boden der Streukammer sind unabhängig von einander drehbar und in der Lage, Zählerblenden zur Begrenzung des Raumwinkels sowie Halbleiterzähler aufzunehmen. Der kleinste Winkelabstand beträgt 5^{o}, die Genauigkeit der Winkeleinstellung ist besser als $0,1^{o}$. Für die Messung wurden die Si-Zähler auf einem Kupferblock befestigt, der bis zu einer Temperatur von -100^{o} C abgekühlt werden konnte. Die Kammer besitzt eine Schleuse, durch welche die für die Messung benutzten Feststofftargets und Gastargets in die Kammer eingeführt werden konnten, ohne daß diese belüftet werden mußte. Schwankungen von Targetdicke und Faradayladung konnten auch hier durch einen Monitor, der sich außerhalb der Kammer befand, kontrolliert werden.

2.2.2 Targets

Die Messungen am Targetkern ^{20}Ne wurden mit einem Gastarget durchgeführt. Die Targetkammer bestand aus einer zylindrischen Dose von 60 mm Durchmesser und 30 mm Höhe, deren Seitenwand zur Abgrenzung gegen das Vakuum der Streukammer aus einer 7 µm dicken Nickelfolie bestand. Das Volumen der Dose konnte evakuiert und mit Gas von maximal 250 Torr gefüllt werden. Zur Bestimmung der Dichte des Targetgases wurden Druck und Temperatur gemessen. Das Isotop ^{20}Ne war im Targetgas zu über 99.9 % angereichert. Während der Messungen

bei den Einschußenergien von 35.0 und 45.0 MeV zeigte sich ein Leck im Gastarget. Der Druck im Gastarget nahm von anfänglich 202 Torr nach 82 Stunden Meßzeit um 19 Torr zu. In den Spektren zeigte sich zudem, daß das Targetgas durch Sauerstoff und Stickstoff verunreinigt war. α-Teilchen aus der (p,α)-Reaktion an Sauerstoff und Stickstoff überlagerten sich bei einigen Winkeln mit α-Teilchen aus der zu untersuchenden Reaktion $^{20}Ne(p,\alpha)^{17}F$. Dies konnte jedoch korrigiert werden, da die Winkelverteilungen der Störreaktionen bei diesen Energien bekannt sind /11/. Die effektive Targetdicke wurde durch zwei Blenden zwischen Target und Zähler begrenzt, die es auch verhinderten, daß Reaktionsprodukte von Reaktionen mit der Folie in die Zähler gelangten. Bild 2 zeigt eine Skizze der Meßanordnung mit dem Gastarget.

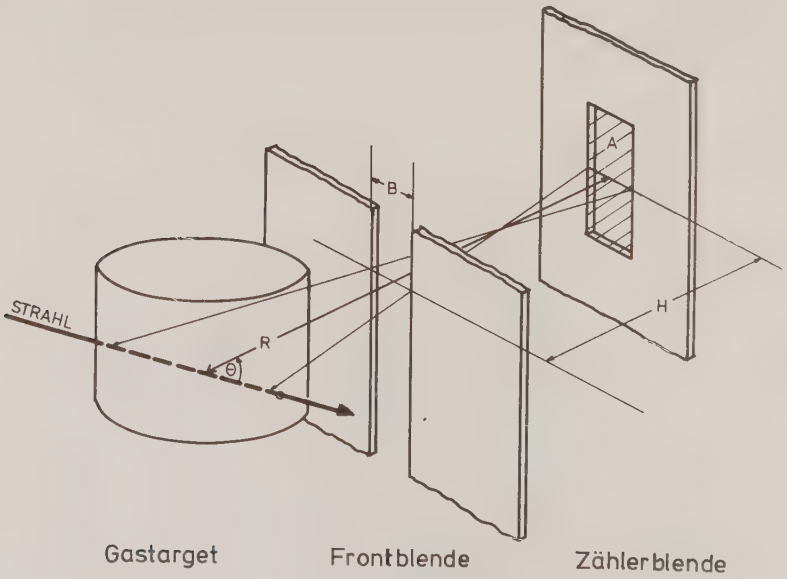

Bild 2: Meßanordnung mit dem Gastarget

Die Messungen am Targetkern ^{24}Mg wurden mit drei verschiedenen Targets aus über 99 % angereichertem ^{24}Mg durchgeführt. Das Target für die Messungen bei den Einschußenergien von 22.5 MeV und 27.0 MeV war auf Kohlenstoff aufgedampft und enthielt Sauerstoff. Die beiden anderen Targets für die Messungen bei den Einschußenergien 35.0 MeV und 45.0 MeV waren gewalzt und nahezu frei von Sauerstoff. Die Massenbelegungen von 625 $\mu g/cm^2$ bzw. 709 $\mu g/cm^2$ wurden durch Wiegen bestimmt. Das Verhältnis der Massenbelegungen wurde davon unabhängig aus den Zählraten bei der (p,α)-Reaktion unter gleichen Winkeln und bei gleicher Einschußenergie bestimmt. Es ergab sich eine Abweichung von kleiner 5 %. Aus diesen Targetdicken wurde durch einen ähnlichen Vergleich auch die Massenbelegung des erstgenannten Targets zu 201 $\mu g/cm^2$ bestimmt.

Die Messungen am Targetkern ^{26}Mg wurden mit einem gewalzten Target aus über 99 % angereichertem ^{26}Mg durchgeführt, dessen Massenbelegung durch Wiegen zu 528 $\mu g/cm^2$ ermittelt wurde. Auch bei diesem Target zeigten sich in den Spektren keine Beimengungen von Sauerstoff oder Kohlenstoff. Die Magnesium-Targets wurden in den Targetlabors des MPI Heidelberg und der KFA Jülich hergestellt.

2.2.3 Elektronik

Zur Diskriminierung der emittierten α-Teilchen gegen leichtere Reaktionsprodukte wurden teilweise nur einfache Halbleiterzähler eingesetzt, deren Dicke so gewählt wurde, daß dieAlphateilchen aus der (p,α)-Reaktion noch gerade abgebremst wurden. Dann verlieren die leichteren Reaktionsprodukte in der Regel so wenig Energie im Zähler, daß das hochenergetische Ende des α-Spektrums davon nicht berührt wird. Die Elektronik bestand in diesem Fall aus Vorverstärker, Hauptverstärker, Schwellenverstärker und einem Impulsformer. Um auch Übergänge zu Zuständen größerer Anregungsenergie im Restkern untersuchen zu können, wurde auch mit Halbleiterzähler-Teleskopen und Teilchendiskriminierung gearbeitet. Dabei wird der Energieverlust in einen dünnen, basisfreien Halbleiterzähler (ΔE-Zähler) mit der Restenergie, die im zweiten Zähler (E-Zähler) des Teleskops gemessen wird, verrechnet. Dazu wurde das Verfahren von Goulding et al. /12/ benutzt, das auch mit dicken ΔE-Zählern arbeitet und die empirische Beziehung für die Reichweite geladener Teilchen in Silizium benutzt:

$$R = a\, E^{1.73} \qquad (2\text{-}1)$$

Hierin bedeuten:

R: Reichweite in mg/cm^2

E: Energie der Teilchen in MeV

a: für die Teilchensorte spezifische Konstante, für Alphateilchen ist $a = 0.295\ mg/cm^2$.

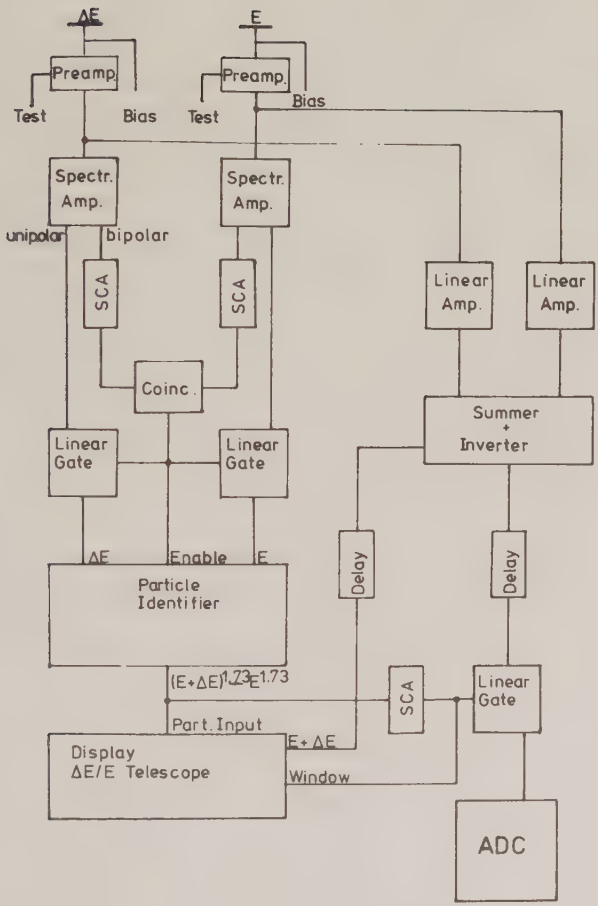

Bild 3: Schaltschema für die Teleskopelektronik

Das Schaltschema für die zubehörige Elektronik ist in Bild 3 angegeben. Auf der linken Seite des Bildes befindet sich die Schaltung zur Erzeugung der Impulse für die Teilchendiskriminierung, während auf der rechten Seite die Impulse von den Zählern des Teleskops verstärkt und summiert werden. Danach kommen die Impulse auf ein lineares Gate, welches sie nur dann an das ADC weiterleitet, wenn der Teilchendiskriminator gleichzeitig die gewünschte Teilchensorte festgestellt hat. Dies geschieht im Particle Identifier, der aus den beiden Impulsen ΔE und E, die von den Zählern des Teleskops kommen, die Funktion $P = (E + \Delta E)^{1.73} - E^{1.73}$ bildet. Dieses Signal P ist für eine Teilchensorte unabhängig von der Energie des Teilchens, solange die empirische Reichweitenbeziehung gilt. Bei Energien größer 10 MeV ist dies für leichte Ionen recht gut erfüllt. Bei kleineren Energien ist dieses Verfahren nur noch begrenzt anwendbar. Das Display dient zur Einstellung der Apparatur und zur Kontrolle, ob der Einkanaldiskriminator (SCA) die gewünschte Teilchensorte aus dem Teilchenspektrum herausgefiltert hat.

2.3 Datenauswertung

Die Spektren, die während einer Meßzeit in das Gedächtnis eines Vielkanalanalysators eingespeichert wurden, konnten anschließend auf ein Magnetband ausgegeben werden. Die Weiterverarbeitung erfolgte im Dialogbetrieb mit einem PDP 11/45 Prozessrechner, nachdem die Daten in ein anderes Format gebracht worden waren. Dazu wurden die Kanalinhalte Ziffernweise in ASCII-Zeichen umgewandelt und hintereinanderfolgende gleiche Kanalinhalte zusammengefaßt. Da in den Spektren sehr häufig aufeinanderfolgende Nullen auftreten, wird durch eine solche Codierung Speicherplatz auf dem Datenträger gespart. Außerdem lassen sich an den Daten leichter Korrekturen anbringen, und das Übertragen der codierten Daten auf einen anderen Rechner ist einfacher.

Zur Auswertung der Spektren wurden die Ereignisse, die zu einem Übergang in einen definierten Restkernzustand gehören, zur Laborzählrate $N(\Theta)$ summiert. Daraus ergibt sich für die Messungen mit dem Gastarget der differentielle Wirkungsquerschnitt im Schwerpunktsystem /13/ (siehe Bild 2):

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}(\Theta)\right)_{c.m.} = N(\Theta)\,\frac{q \cdot e_o \cdot \sin\Theta\; G(\Theta)}{n \cdot Q \cdot F} \qquad (2\text{-}2)$$

Dabei bedeuten:

- $N(\Theta)$: Zählrate unter dem Winkel Θ
- $q \cdot e_o$: Ladung eines Geschoßteilchens
- Θ : Reaktionswinkel
- $G(\Theta)$: Umrechnungsfaktor vom Labor- ins Schwerpunktsystem
- Q : im Faradaybecher gesammelte Ladungsmenge
- n : Teilchendichte des Targetgases

$$F = \frac{A}{R}\,\frac{B}{H}\,(1 + \Delta) \qquad (2\text{-}3)$$

hier bedeuten: (siehe Bild 2):

- A : Fläche der Blende vor dem Zähler
- B : Breite der Schlitzblende
- R : Abstand der Zählerblende vom Targetmittelpunkt
- H : Abstand der Schlitzblende von der Zählerblende
- Δ : Korrekturglieder nach Silverstein /13/

Berechnungen der Korrekturglieder Δ bei der verwendeten Blendengeometrie ergaben, daß $\Delta < 0.01$ war und deshalb vernachlässigt werden konnte.

Für Messungen mit dem Festkörpertarget lautet die entsprechende Formel:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\Theta)_{c.m.} = N(\Theta)\,\frac{q \cdot e_o \cdot M_T \cdot G(\Theta)}{Q \cdot d \cdot \Omega} \qquad (2\text{-}4)$$

Die Bezeichnung der Größen ist die gleiche wie in (2-2).

Außerdem bedeuten:

- M_T : Masse des Targetkerns
- d : effektive Massenbelegung des Targets
- Ω : Raumwinkel, der vom Zähler erfaßt wird

2.3.1 Untergrund

Zur Ermittlung der Laborzählrate muß ein eventuell vorhandener Untergrund vorher abgezogen werden. Der Untergrund besteht aus einem kontinuierlichen Anteil, der z.B. durch eine Mehrteilchenreaktion im Target oder durch Streuung am Targetrahmen hervorgerufen wird, und aus einem diskreten Anteil, dessen Ursache in Konkurrenzreaktionen zu suchen ist. Dieser Untergrund kann nicht durch eine separate Untergrundmessung ermittelt sondern nur durch Extrapolation des Spektrums in dem Bereich des interessierenden Peaks bestimmt werden. Dazu wurde ein Auswerteprogramm geschrieben, das in Abschnitt 2.3.3 näher erläutert wird. Der Fehler wird dabei nach der Formel $\Delta N = \sqrt{Z+U}$ bestimmt, wobei Z die Zählrate vor Abzug des Untergrundes und U den Untergrund bedeuten. Fehler, die durch unzulängliche Anpassung an den Untergrund hervorgerufen werden, bleiben dabei unberücksichtigt.

2.3.2 Konkurrenzreaktion

Verunreinigungen im Target, z.B. teilweise Oxidation des Magnesiumtargets, führen zu Störpeaks im Spektrum. Sofern der Wirkungsquerschnitt für diese Reaktion bekannt war und die Stärke der Verunreinigung bestimmt werden konnte, wurde dieser Störpeak aus dem Spektrum eleminiert. Bei nur teilweiser Überlappung aber unbekannter Stärke der Verunreinigung wurde die Größe des Störpeaks durch Anpassung einer Gauss-

kurve bestimmt. Auch hier wurde nur der statistische Fehler berücksichtigt. Die Güte der Fits wurde optisch auf einem graphischen Display kontrolliert.

2.3.3 Auswerteprogramm

Mit dem bisherigen Auswertesystem gelang es nicht, die in den Abschnitten 2.3.1 und 2.3.2 genannten Probleme zu lösen. Es war daher für die vorliegende Arbeit notwendig, ein neues Auswertesystem zu schaffen, dessen zentrales Programm das Auswerteprogramm darstellt. Bild 4 zeigt einen Überblick über

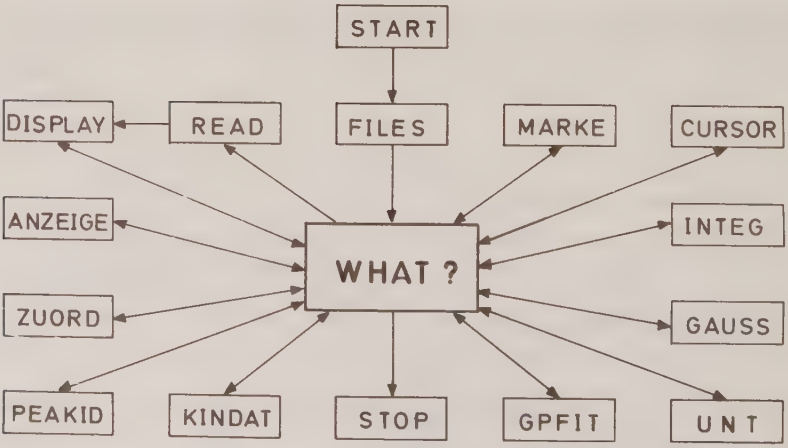

Bild4: Überblick über das Auswerteprogramm

dieses Programm, das auf einem Prozeßrechner PDP 11/45 eingesetzt wurde. Es ist im Fortrancode geschrieben und benutzt als Sichtgerät ein ADM 3G mit Graphic Option. Die Routinen für die Graphic und für einen Softwarecursor sind in Macro geschrieben /14/. Nachdem die Arbeitsfiles auf der Platte festgelegt sind, können von der zentralen Routine WHAT über Kommandos verschiedene Routinen aufgerufen werden. Nach Beendigung der Aufgabe erwartet das Programm ein neues Kommando. Die Routinen auf der linken Seite des Bildes stellen das Spektrum dar und können zur Identifizierung von Peaks beitragen. Mit den Routinen auf der rechten Seite kann das Spektrum ausgewertet werden.

Die Peakidentifizierung arbeitet mit den Routinen KINDAT, ZUORD und PEAKID. KINDAT dient zur Einspeicherung von Daten für die Kinematik verschiedener Reaktionen, ZUORD berechnet die Energiekanalzuordnung für ein Spektrum und mit PEAKID können Peakpositionen verschiedener Reaktionen in ein so geeichtes Spektrum eingeblendet werden.

Mit der Routine INTEG kann ein Bereich des Spektrums, der durch Marken angegeben wird, integriert werden. Wurde zuvor mit den Routinen UNT und GAUSS ein Untergrund an Bereiche des Spektrums angefittet, so wird dabei der Untergrund im Bereich der Marken abgezogen. Die Routine UNT berechnet die Anpassung eines Polynoms vom maximalen Grad vier an maximal vier getrennte Spektrumsbereiche. GAUSS fittet eine Gausskurve an einen Bereich des Spektrums an.

Die Koeffizienten des Polynoms bzw. die Parameter der Gausskurve werden so bestimmt, daß die Summe der Abweichungsquadrate minimal wird. Es können mehrere Gausskurven zu diesem Polynomuntergrund addiert werden. Der gesamte Untergrund wird zusammen mit den Spektren auf dem graphischen Display dargestellt. Zur Kontrolle kann auch die Differenz von Spektren und Untergrund dargestellt werden.

Mit der Routine GPFIT kann ein Bereich des Spektrums durch die Summe von bis zu fünf Gausskurven und einem Polynom bis vierten Grades angefittet werden. Dabei wird eine einheitliche Breite für alle Gausskurven gewählt, was häufig dann gerechtfertigt ist, wenn die natürliche Linienbreite gegenüber der Apparatebreite vernachlässigbar ist. Auch hier wird als Kriterium der Anpassung die Minimisierung der Summe der Abweichungsquadrate benutzt. Das nichtlineare Problem wird linearisiert, indem die Fitfunktion in der Umgebung gewisser Startwerte der Fitparameter in eine Taylorreihe entwickelt und nach der ersten Ordnung abgebrochen wird. Die Lösung ergibt dann eine Verbesserung der Fitparameter, vorausgesetzt die Startparameter waren geeignet gewählt. Diese Methode wird kombiniert mit der Methode des "steilsten Gefälles" /15/, sodaß in fast allen Fällen nach fünf Iterationen das Minimum erreicht wird, Die Fitroutine wurde dem Buch von Bevington entnommen /16/.

Die Startwerte für die Fitparameter können im Dialog aus dem dargestellten Spektrum bestimmt werden. So lassen sich Näherungswerte für Höhe, Breite und Position der Gausskurven

durch Positionieren des Cursors auf dem graphischen Display oder, wenn eine Eichung des Spektrums vorgenommen wurde, über die Kinematik der untersuchten Kernreaktion gewinnen.

Das Ergebnis des Fits wird zur Kontrolle zusammen mit dem Spektrum auf dem Display ausgegeben. Zur Bestimmung des Peakinhaltes wird das Spektrum im Bereich des Peaks integriert, wobei als Untergrund die vorher berechnete Fitkurve (ohne die Gausskurve dieses Peaks) abgezogen wird. Das Integral der Gausskurve dieses Peaks wird zur Kontrolle mit ausgegeben.

3. Meßergebnisse

3.1 Die Reaktion $^{20}Ne(p,\alpha)^{17}F$

Bild 5 zeigt ein Spektrum der Reaktion $^{20}Ne(p,\alpha)^{17}F$ bei einer Protoneneinschußenergie von 45 MeV und einem Reaktionswinkel von 20°. Die Übergänge zu den ersten vier Zuständen in ^{17}F sind deutlich zu sehen. Die Auflösung beträgt etwa 190 keV (FWHM). Weitere angeregte Zustände in ^{17}F lassen sich mit dieser Auflösung nicht zweifelsfrei auswerten.
Es wurden jedoch noch weitere Peaks in den Spektren gefunden, die sich zum Teil bekannten Zuständen in ^{17}F /17/ zuordnen lassen. Die Werte sind in Tabelle 2 angegeben.

Tabelle 2: Energieniveaus von ^{17}F. (§ = diese Arbeit)

E_x/MeV	J^π	E_x/MeV (§)	E_xMeV	J^π	E_x/MeV (§)
0.000	$5/2^+$	0.0	7.448		
0.495	$1/2^+$	0.52	7.454		
3.104	$1/2^-$	3.11	7.471		
3.857	$5/2^-$	3.91	7.479	$3/2^+$	
4.696	$3/2^-$		7.546	$7/2^-$	7.64
5.103	$3/2^+$		7.75	$1/2^+$	
5.212	(9/2)		7.95		
5.521	$3/2^-$	5.59	8.01		
5.672	$7/2^-$		8.075	$5/2^+$	
5.682	$1/2^+$		8.2	$3/2^-$	8.15
5.817	$3/2^+$		8.383	$5/2^-$	
6.036	$1/2^-$		8.416	$7/2^+$	8.57
6.556	$1/2^+$		8.75	$5/2^+$	
6.699	$3/2^-$		8.76	$3/2^+$	
6.774	$3/2^+$	6.83	8.97	$7/2^-$	
7.027	$5/2^-$	7.16			
7.356	$3/2^+$				

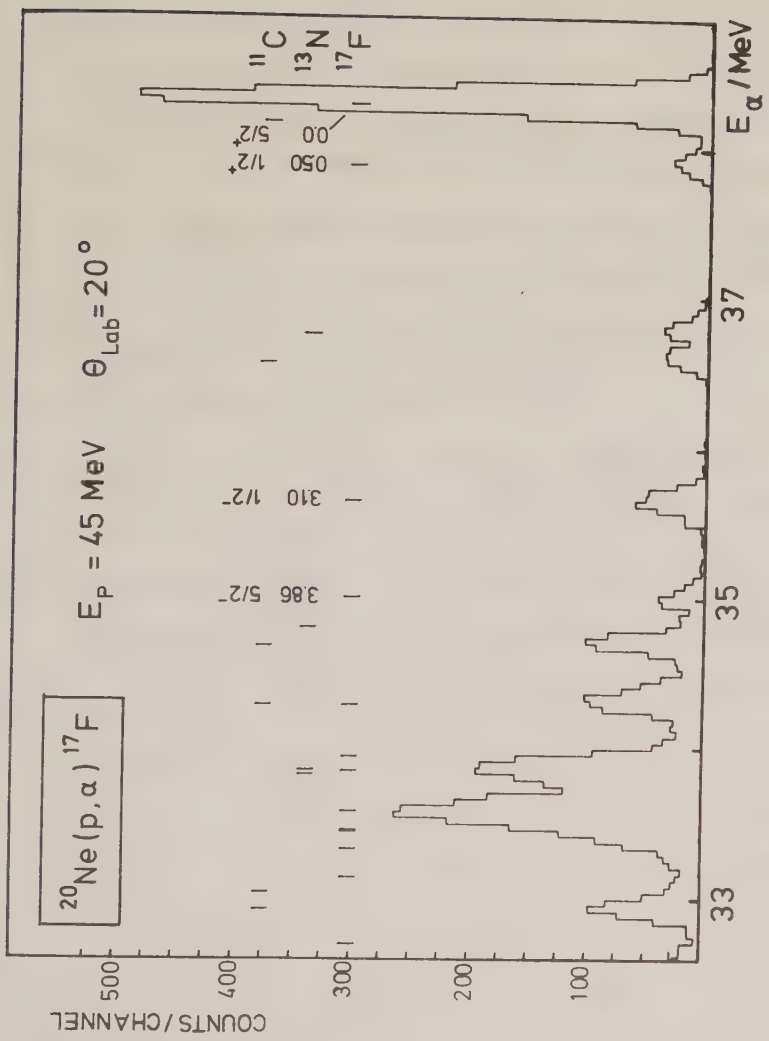

Bild 5: α-Spektrum der (p,α)-Reaktion am ^{20}Ne-Target

Der Fehler in der Energieangabe beträgt etwa 100 keV. Peaks von α-Teilchen aus den Störreaktionen $^{16}O(p,\alpha)$ und $^{14}N(p,\alpha)$ sind in Bild 5 deutlich erkennbar. Unter einem Winkel von 20^{o} ergibt sich eine Überlappung der Alphateilchenenergien aus den Grundzustandsreaktionen $^{14}N(p,\alpha_o)^{11}C$ und $^{20}Ne(p,\alpha_o)^{17}F$. Diese Übergänge sind jedoch bei anderen Winkeln gut getrennt.

Einige Reaktionskanäle des Zwischenkernsystems ^{21}Na sind im Bild 6 angegeben. Die linke Skala zeigt die zugehörige Protoneneinschußenergie im Laborsystem. Bereits 600 keV über der ^{17}F+ α-Schwelle öffnet sich der Dreiteilchenkanal $^{16}O + \alpha + p$. Wie aus dem Spektrum zu entnehmen ist, tragen die Alphateilchen aus dieser Reaktion jedoch nicht wesentlich zum Untergrund bei, da das Spektrum bei einer Mehrteilchenreaktion aus einem Energiekontinuum besteht und der Wirkungsquerschnitt offenbar klein ist. Die gemessenen Winkelverteilungen der Übergänge zu den ersten vier Zuständen des Restkerns der Reaktion $^{20}Ne(p,\alpha)^{17}F$ sind im Bild 7 dargestellt. Dabei wurden Winkelverteilungen bei 42.6 MeV von Falk /8/ mit in die Darstellung aufgenommen. Die Fehlerbalken geben den einfachen statistischen Fehler an. Die durchgezogenen Kurven sind Legendre-Polynom-Fits nach der Formel (3-1).

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \sum_{L=0}^{L_{max}} A_L \cdot P_L(\cos\theta) \qquad (3\text{-}1)$$

Es waren Werte von L_{max} bis zu 15 nötig, um die Form der Winkelverteilungen befriedigend wiederzugeben. Dieses Fit-

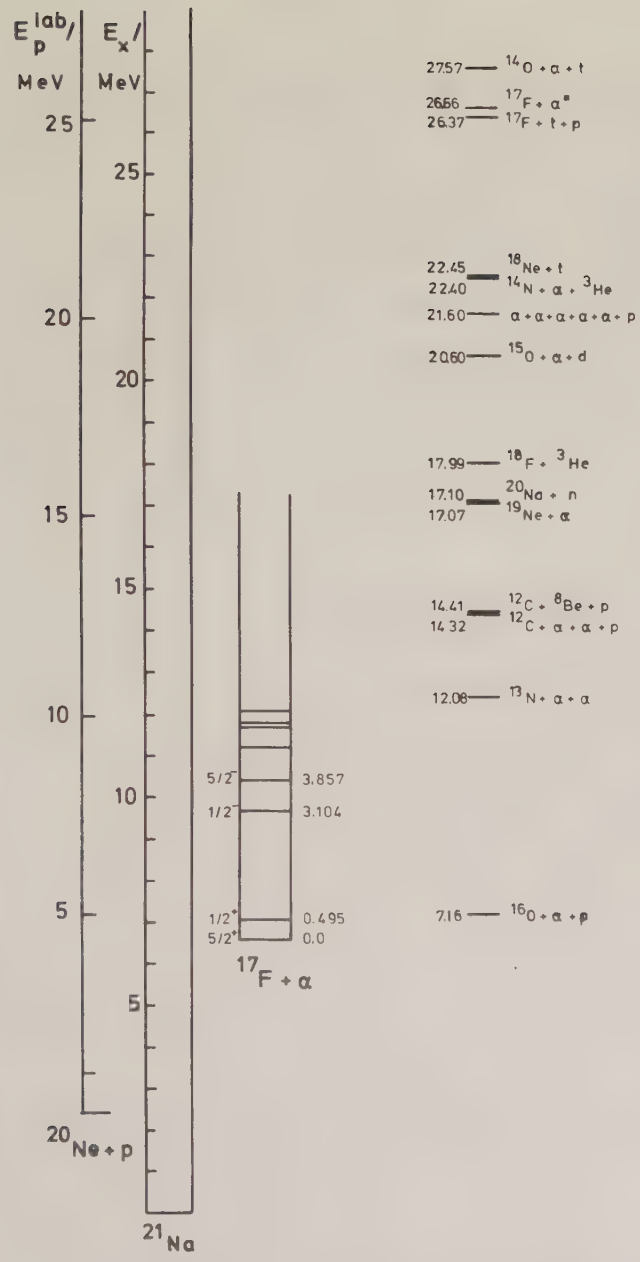

Bild 6: Reaktionskanäle des Zwischenkernsystems ^{21}Na

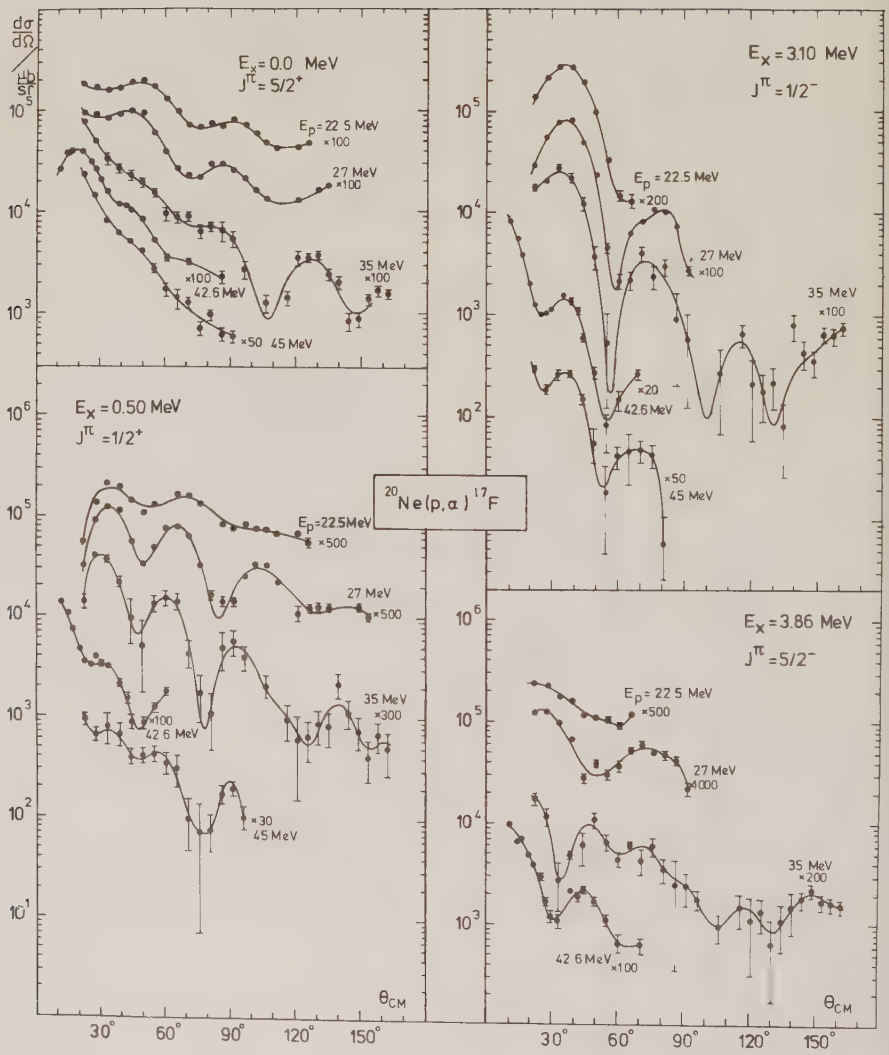

Bild 7: Winkelverteilungen der Reaktion $^{20}Ne(p,\alpha)^{17}F$

polynom wurde auch zur Bestimmung des winkelintegrierten Wirkungsquerschnitts benutzt. Die Ergebnisse der Integration sind in Tabelle 3 angegeben. Der Winkelbereich, über den integriert wurde, entspricht dem vermessenen Winkelbereich und ist in der Tabelle mitangegeben ($\Theta_A - \Theta_E$). Außerdem wurden die differentiellen Wirkungsquerschnitte noch im Winkelbereich von 0^o bis 90^o integriert. Für die dabei nötige Extrapolation wurden die Wirkungsquerschnitte bei den Winkeln Θ_A bzw. Θ_E verwendet.

Tabelle 3: Winkelintegrierte Wirkungsquerschnitte der Reaktion $^{20}Ne(p,\alpha)^{17}F$

E_p^{lab}/MeV	E_x/MeV	J^π	Θ_A	Θ_E	$\sigma(\Theta_A - \Theta_E)$/µb	$\sigma(0^o - 90^o)$/µb
22.5	0.00	$5/2^+$	22	126	8976	7814
	0.50	$1/2^+$	22	126	2043	1581
	3.11	$1/2^-$	22	70	2139	2638
	3.86	$5/2^-$	22	67	904	1700
27.0	0.00	$5/2^+$	22	135	3727	3446
	0.50	$1/2^+$	22	155	854	658
	3.11	$1/2^-$	22	93	1356	1478
	3.86	$5/2^-$	22	93	321	367
35.0	0.00	$5/2^+$	22	165	1093	1307
	0.50	$1/2^+$	22	165	268	251
	3.11	$1/2^-$	22	165	414	473
	3.86	$5/2^-$	22	165	215	211
42.6	0.00	$5/2^+$	10	63	474	584
	0.50	$1/2^+$	10	65	93	119
	3.11	$1/2^-$	10	70	187	252
	3.86	$5/2^-$	10	62	68	95
45.0	0.00	$5/2^+$	22	90	413	624
	0.50	$1/2^+$	22	90	65	80
	3.11	$1/2^-$	20	80	92	120
	3.86	$5/2^-$	20	35	10	68

Wie aus dem Bild 7 zu entnehmen ist, stimmen die Formen der Winkelverteilungen mit den von Falk gemessenen Werten recht gut überein. Der Absolutwert der Wirkungsquerschnitte konnte nicht besser als auf 20 % bestimmt werden. Dabei lag die größte Unsicherheit bei der Bestimmung der Targetgasdichte, die wegen der Verunreinigungen korrigiert werden mußte. Der Absolutwert des Wirkungsquerschnitts bei 45 MeV Einschußenergie stimmt gut mit dem Wert von Falk überein, wobei jedoch die etwas geringere Einschußenergie berücksichtigt werden muß.

3.2 Die Reaktion $^{24}Mg(p,\alpha)^{21}Na$

Ein Spektrum der Reaktion $^{24}Mg(p,\alpha)^{21}Na$ zeigt Bild 8. Der Reaktionswinkel ist 25^{o}, die Einschußenergie beträgt 35 MeV, die Auflösung etwa 150 keV (FWHM). Daher sind die Übergänge zum 5. und 6. Zustand im ^{21}Na, die einen Abstand von 31 keV haben, nicht getrennt. Sie wurden zusammen ausgewertet.
Im Spektrum zeigen sich noch weitere Peaks, die allerdings nicht immer eindeutig bekannten Niveaus zugeordnet werden können. In Tabelle 4 sind die gefundenen Peaks den bekannten Niveaus /18/ gegenübergestellt.

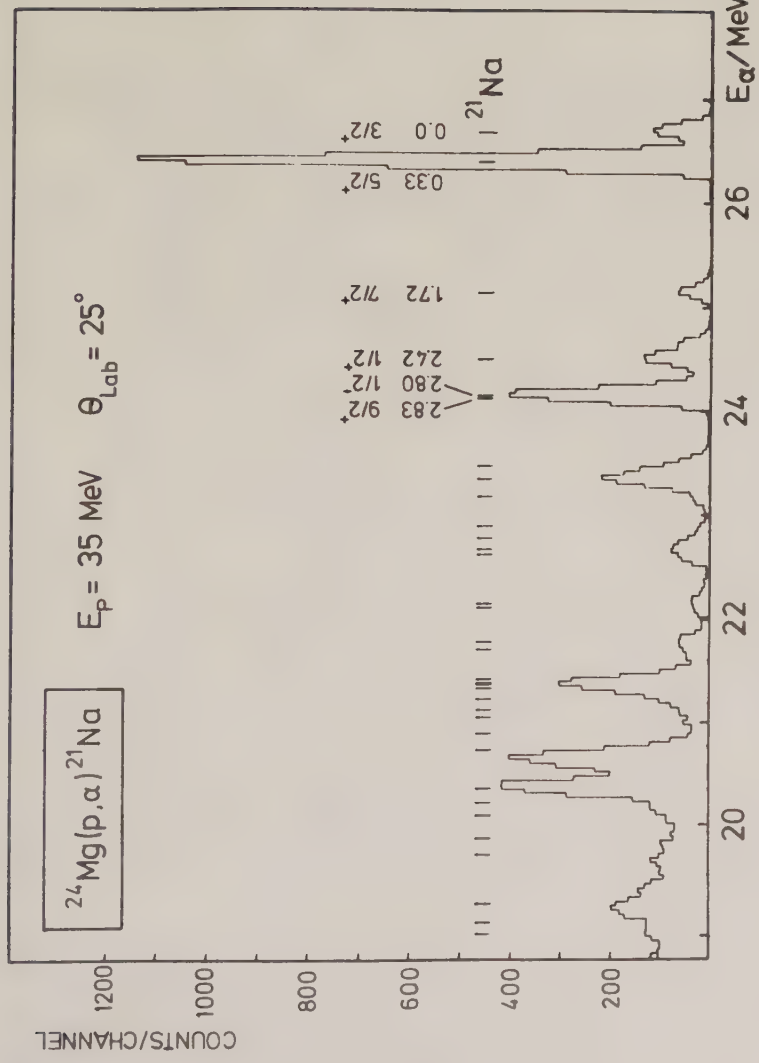

Bild 8: α-Spektrum der (p,α)-Reaktion am ^{24}Mg-Target

Tabelle 4: Energieniveaus von ^{21}Na (§ = diese Arbeit)

E_x/MeV	J^π	E_x/MeV(§)	E_x/MeV	J^π	E_x/MeV (§)
0.000	$3/2^+$	0.0	5.815	$7/2^-$	
0.332	$5/2^+$	0.36	5.828	$3/2^-$	
1.716	$7/2^+$	1.73	5.867	$(1/2\text{-}7/2)^+$	
2.425	$1/2^+$	2.43	5.979	$(1/2\text{-}7/2)^+$	
2.789	$1/2^-$	2.80	6.094	$(5/2\text{-}7/2)^-$	
2.829	$9/2^+$		6.170	$(1/2\text{-}7/2)^+$	
3.544	$5/2^+$		6.341	$(1/2\text{-}7/2)^+$	
3.680	$3/2^-$	3.62	6.512	$3/2^+$	6.53
3.863	$5/2^-$		6.908	$(3/2)^+$	6.92
4.170	$3/2^-$		7.060		
4.294	$5/2^-$		7.194	$1/2^+$	
4.413		4.36	7.432	$5/2^+$	
4.468	$3/2^+$		7.600		
4.980	$1/2^-$	4.97	8.110		8.08
5.020	$(1/2\text{-}7/2)^+$		8.303	$(1/2\text{-}7/2)^+$	
5.380	$(1/2\text{-}7/2)^+$	5.38			
5.457	$1/2^+$				
5.770	$(1/2\text{-}7/2)^+$	5.78			

Einige Reaktionskanäle des Zwischenkernsystems ^{25}Al sind in Bild 9 angegeben. Es ist ersichtlich, daß Alphateilchen aus der Reaktion $^{24}Mg(p,p\alpha)^{20}Ne$ die Analyse der ersten fünf Peaks nicht stören.

Die gemessenen Winkelverteilungen der Übergänge zu den ersten sechs Zuständen des Restkern der Reaktion $^{24}Mg(p,\alpha)^{21}Na$ sind in dem Bild 10 dargestellt. Die Fehlerbalken geben den einfachen statistischen Fehler an. Die durchgezogenen Kurven sind Legendre-Polynom-Fits nach Formel (3-1). Die Ergebnisse der Winkelintegration sind in Tabelle 5 wiedergegeben.

Tabelle 5: Winkelintegrierte Wirkungsquerschnitte der Reaktion $^{24}Mg(p,\alpha)^{21}Na$

E_p^{lab}/MeV	E_x/MeV	J^π	Θ_A	Θ_E	$\sigma(\Theta_A-\Theta_E)$/μb	$\sigma(0^o-90^o)$/μb
22.5	0.00	$3/2^+$	10	160	1671	952
	0.33	$5/2^+$	10	160	5507	3928
	1.72	$7/2^+$	10	160	1462	1008
	2.42	$1/2^+$	10	155	910	709
	2.82	$1/2^-;9/2^+$	10	160	3167	2079
27.0	0.00	$3/2^+$	10	165	1054	616
	0.33	$5/2^+$	10	165	4065	3169
	1.72	$7/2^+$	10	165	615	282
	2.42	$1/2^+$	10	165	435	343
	2.82	$1/2^-;9/2^+$	10	165	2087	1656
35.0	0.00	$3/2^+$	20	170	247	192
	0.33	$5/2^+$	20	170	1371	1378
	1.72	$7/2^+$	20	170	246	165
	2.42	$1/2^+$	20	165	148	162
	2.82	$1/2^-;9/2^+$	20	170	604	610
45.0	0.00	$3/2^+$	15	115	74	82
	0.33	$5/2^+$	15	115	515	587
	1.72	$7/2^+$	15	125	71	72
	2.42	$1/2^+$	20	105	34	32
	2.82	$1/2^-;9/2^+$	15	125	180	202

Die Hauptfehlerquelle bei der Bestimmung des absoluten Wirkungsquerschnitts war die Messung der Targetdicke. Da unter einigen Rückwärtswinkeln bei der Einschußenergie von 35 MeV auch Übergänge der $^{24}Mg(p,d)^{23}Mg$-Reaktion ausgewertet wurden, konnte die Targetdicke auch durch die Messungen von Kozub et al. /19/ kontrolliert werden. Die Absolutwerte stimmen

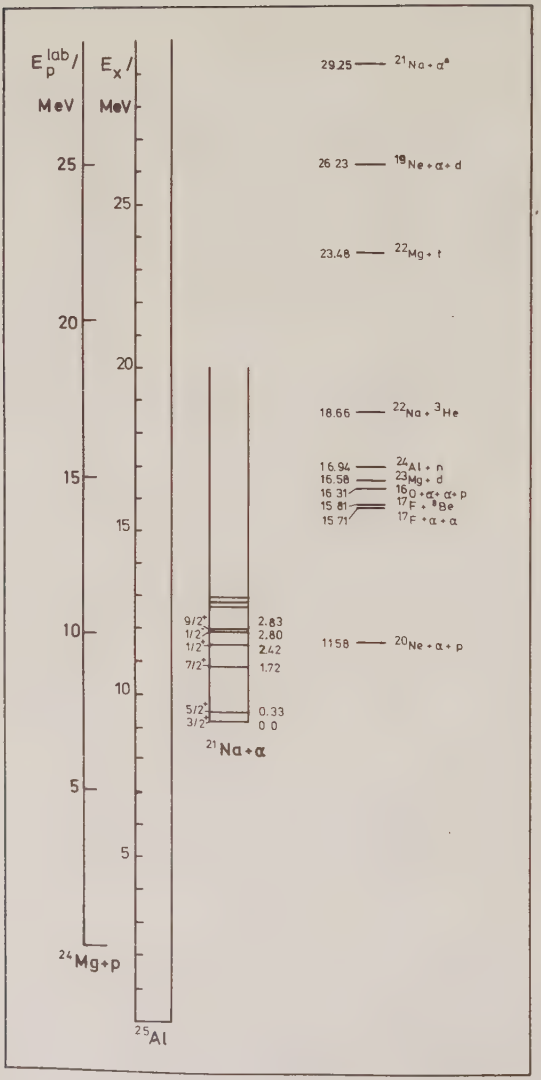

Bild 9: Reaktionskanäle des Zwischenkernsystems ^{25}Al

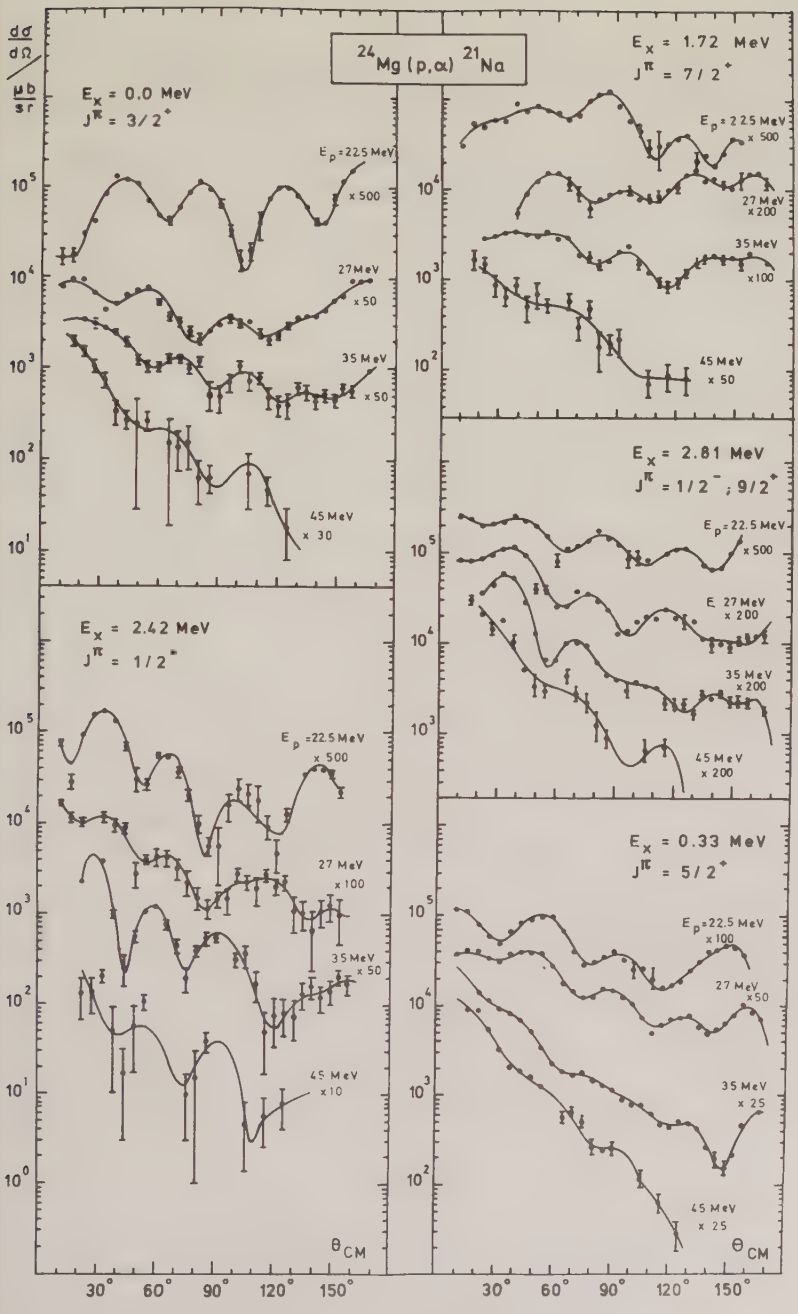

Bild 10: Winkelverteilungen der Reaktion $^{24}Mg(p,\alpha)^{21}Na$

im Rahmen der statistischen Fehler überein, wobei berücksichtigt werden muß, daß bei dieser Messung die Einschußenergie um 1.4 MeV niedriger war. Der absolute Wirkungsquerschnitt der Reaktion $^{24}Mg(p,\alpha)^{21}Na$ konnte mit einer Genauigkeit von 15 % bestimmt werden.

3.3 Die Reaktion $^{26}Mg(p,\alpha)^{23}Na$

Ein Spektrum der Reaktion $^{26}Mg(p,\alpha)^{23}Na$ bei einem Reaktionswinkel von 25^{o} und der Einschußenergie von 22.5 MeV zeigt Bild 11. Die Auflösung beträgt etwa 200 keV. Es wurden die ersten zehn Übergänge zum Restkern ^{23}Na ausgewertet. Dabei waren die Übergänge zu den Zuständen bei 2.64 MeV und 2.70 MeV sowie bei 3.68 MeV, 3.85 MeV und 3.92 MeV nicht zu trennen. Außerdem wurde bei einer Anregungsenergie von 7.88 MeV ein sehr starker Übergang ausgewertet, der dem ersten T = 3/2 Zustand in ^{23}Na zugeordnet werden konnte. Weitere Peaks und deren Zuordnung zu bekannten Niveaus sind in Tabelle 6 wiedergegeben. Darüberhinaus wurden bei folgenden Anregungsenergien Peaks gefunden: 8.41 MeV, 8.63 MeV, 9.13 MeV, 9.97 MeV, 10.42 MeV, 10.92 MeV, 11.27 MeV und 11.67 MeV.

Tabelle 6: Energieniveaus von ^{23}Na: (§ = diese Arbeit)

E_x/MeV	J^π	E_x/MeV (§)	E_x/MeV	J^π	E_x/MeV (§)
0.000	$3/2^+$	0.00	6.946		
0.440	$5/2^+$	0.42	7.070	$(3/2<7/2^+)$	
2.076	$7/2^+$	2.05	7.080	$3/2^-$	
2.391	$1/2^+$	2.33	7.122		
2.640	$1/2^-$	2.65	7.132	$5/2^+$	7.13
2.704	$9/2^+$		7.166	$5/2^+$	
2.982	$3/2^+$	2.98	7.185		
3.678	$3/2^-$		7.267		
3.848	$5/2^-$	3.72	7.747		
3.915	$5/2^+$		7.833		
4.432	$1/2^+$	4.44	7.872		
4.776	$7/2^+$		7.888	5/2;T=3/2	7.88
6.042	$(3/2^--7/2^-)$		7.965		
6.117	$(5/2^+-11/2^+)$		7.990		
6.193	$(3/2^+-7/2^+)$	6.21	8.061		
6.237	$(9/2,13/2)^+$				
6.306	$1/2^+$				

Einige Reaktionskanäle des Zwischenkernsystems ^{27}Al sind in Bild 12 angegeben. Die erste Mehrteilchenschwelle mit einem Alphateilchen im Ausgangskanal liegt bei einer Anregungsenergie von 8.79 MeV, sodaß Alphateilchen aus Mehrteilchenreaktionen die Auswertung nicht behindern.

In dem Bild 13 sind die ausgewerteten Winkelverteilungen der Reaktion $^{26}Mg(p,\alpha)^{23}Na$ dargestellt. Die Fehlerbalken geben den einfachen statistischen Fehler an. Die durchgezogenen Kurven sind Legendre-Polynom-Fits nach Formel (3-1).

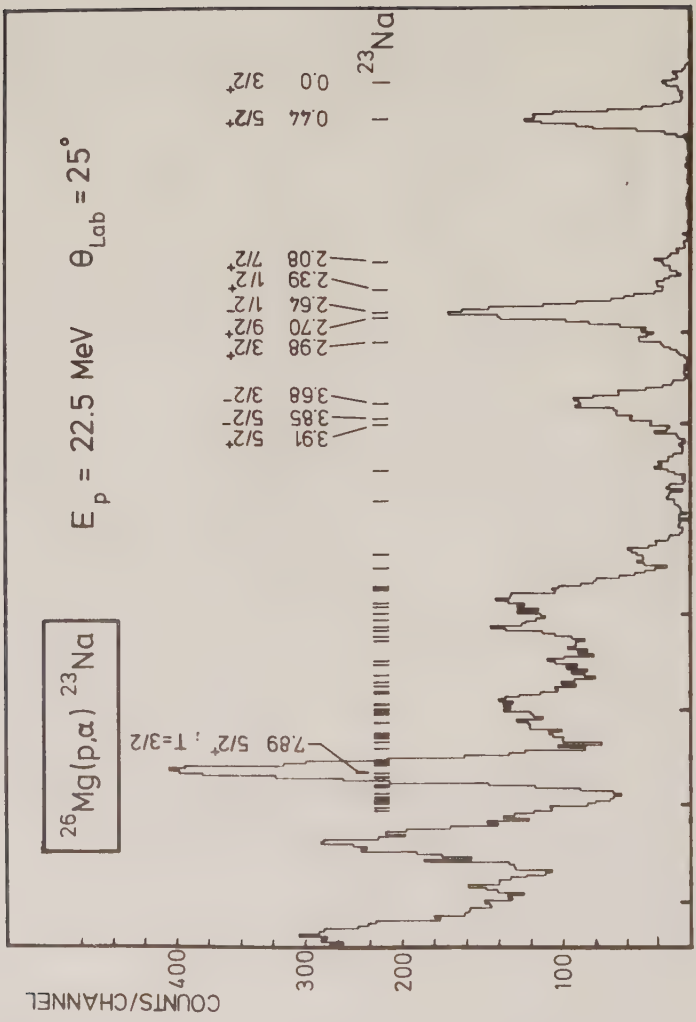

Bild 11: α-Spektrum der (p,α)-Reaktion am ^{26}Mg-Target

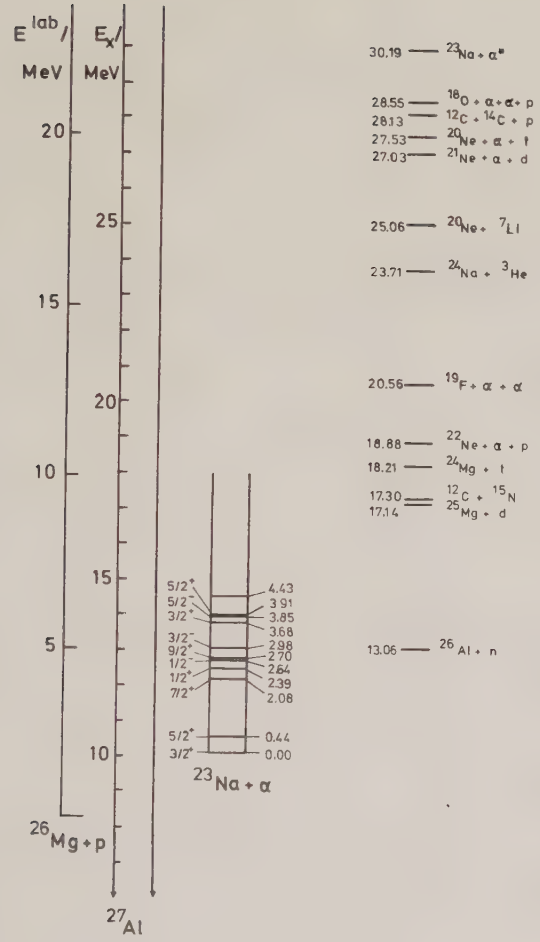

Bild12: Reaktionskanäle des Zwischenkernsystems ^{27}Al

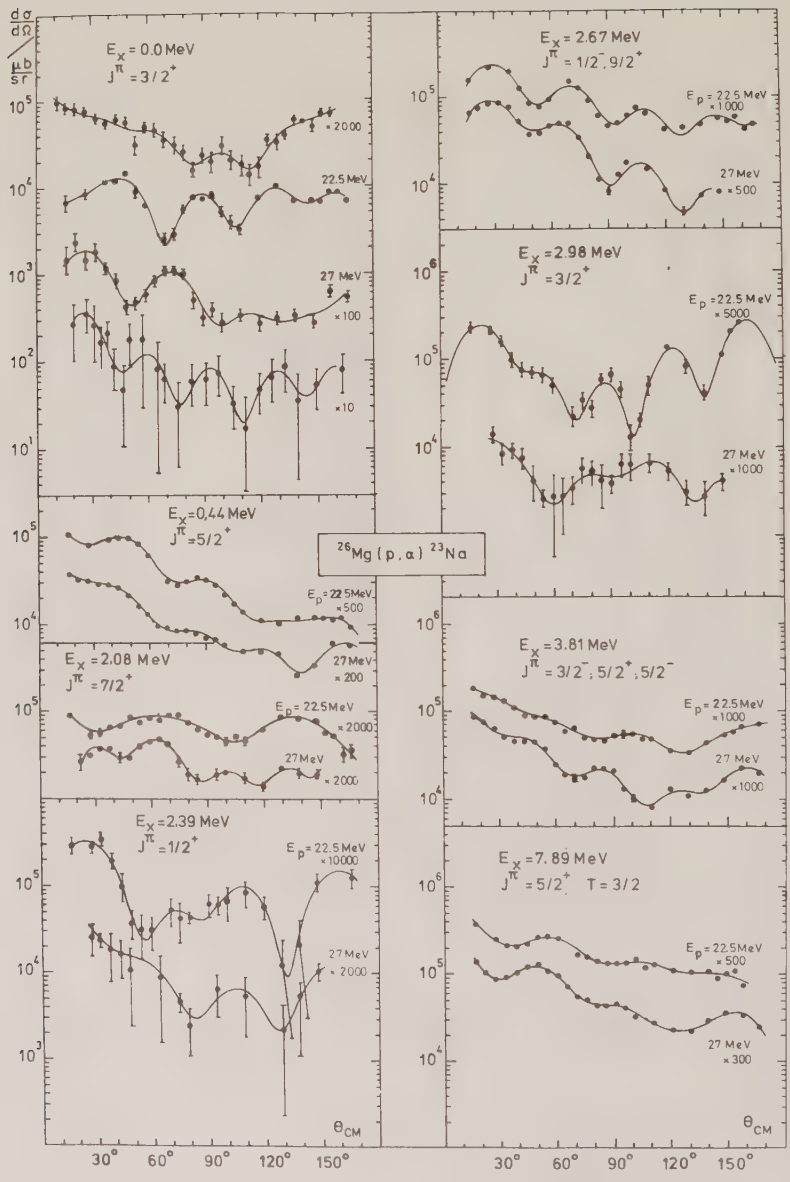

Bild 13: Winkelverteilungen der Reaktion $^{26}Mg(p,\alpha)^{23}Na$

Bei den Grundzustandsübergängen sind auch Winkelverteilungen bei 21.5 MeV und 28.8 MeV eingetragen, die durch Umrechung aus der Umkehrreaktion $^{23}Na(\alpha,p)^{26}Mg$ /20/,/21/ mit Hilfe des Reziprozitätssatzes berechnet wurden. In den Formen der Winkelverteilungen ist dabei keine Ähnlichkeit festzustellen, während die Absolutwerte in guter Übereinstimmung sind (siehe Tabelle 7). Dabei müssen jedoch die unterschiedlichen Energien und die zum Teil erheblichen statistischen Fehler berücksichtigt werden. Der absolute Wirkungsquerschnitt der Reaktion $^{26}Mg(p,\alpha)^{23}Ma$ konnte mit einer Genauigkeit von 15 % bestimmt werden.

Tabelle 7: Winkelintegrierte Wirkungsquerschnitte der Reaktion $^{26}Mg(p,\alpha)^{23}Na$.

E_p^{lab}/MeV	E_x/MeV	J^π	Θ_A	Θ_E	$\sigma(\Theta_A-\Theta_E)$/µb	$\sigma(0^o-90^o)$/µb
22.5	0.00	$3/2^+$	15	165	210	114
	0.44	$5/2^+$	15	165	895	757
	2.08	$7/2^+$	15	165	408	235
	2.39	$1/2^+$	15	165	98	62
	2.66	$1/2^-;9/2^+$	15	165	1077	791
	2.98	$3/2^+$	15	165	189	100
	3.80	$3/2^-;5/2^+;5/2^+$	15	165	790	539
	7.89	$5/2^+$;T=3/2	15	165	3920	2694
27.0	0.00	$3/2^+$	15	165	73	58
	0.44	$5/2^+$	15	165	622	519
	2.08	$7/2^+$	22	148	140	98
	2.39	$1/2^+$	27	150	43	38
	2.66	$1/2^-;9/2^+$	15	150	648	565
	2.98	$3/2^+$	25	148	54	37
	3.80	$3/2^-;5/2^-;5/2^+$	15	165	286	225
	7.89	$5/2^+$;T=3/2	15	165	2240	1726
21.5	0.00	$3/2^+$	0	160	413	140
28.8	0.00	$3/2^+$	15	170	91	63

4. Diskussion

4.1 Reaktionsmechanismus

4.1.1 Überblick

Die in der vorliegenden Arbeit untersuchten Kernreaktionen finden bei einer Anregungsenergie statt, bei der das Vielteilchensystem eine große Anzahl von Freiheitsgraden besitzt.

Werden bei einer Reaktion viele dieser Freiheitsgrade angeregt, so spricht man von einer Compoundkernreaktion und behandelt sie mit der statistischen Theorie. Die Wirkungsquerschnitte zeigen Resonanzen in der Anregungsfunktion, die energiegemittelten Winkelverteilungen sind symmetrisch zu 90°. Durch Untersuchung einer Compoundkernreaktion lassen sich Größen wie die mittlere Niveaudichte und die Verteilung der Spins auf diese Zustände gewinnen.

Werden bei der Reaktion nur wenige der vielen möglichen Freiheitsgrade angeregt, so spricht man von einer direkten Reaktion und behandelt sie z.B. mit der DWBA-Theorie. Anregungsfunktionen zeigen hier einen glatten Verlauf, die Winkelverteilungen haben die Form einer Beugungsstruktur, die sich nur wenig mit der Energie ändert. Bei einer direkten Reaktion läßt sich die Struktur der beteiligten Zustände untersuchen, z.B. die Wellenfunktion des Restkernzustandes.

Man nimmt an, daß sich die Prozesse bei Kernreaktionen durch Zweiteilchenwechselwirkungen beschreiben lassen. Die Bildung eines Compoundkernes läßt sich dann als ein Kaskadenprozeß auffassen, bei dem sich die Energie des einfallenden Teilchens durch eine Serie von Zweierstößen auf viele Teilchen verteilt: nach dem ersten Stoß befinden sich zwei Teilchen im angeregten Zustand und nach jedem weiteren Stoß der energiereicheren Nukleonen verdoppelt sich die Zahl der Nukleonen in angeregten Zuständen. Dabei werden immer mehr Freiheitsgrade des Vielteilchensystems angeregt. Das System strebt einem Gleichgewichtszustand zu, der dadurch ausgezeichnet ist, daß eine Zufallsverteilung der kinetischen Energie auf die einzelnen Nukleonen im Sinne der statistischen Mechanik bei vorgegebener Gesamtenergie vorliegt.

Welche Emissionsprozesse bei einer Compoundkernreaktion beobachtet werden hängt sowohl von der Größe der Anregungsenergie als auch von der Nukleonenzahl im Kern ab. So wird bei niedriger Einschußenergie die Energie des Systems bereits nach wenigen Stößen sich so verteilt haben, daß kein Einteilchenzustand im Kontinuum mehr besetzt ist. In diesem Zustand kann kein Nukleon den Kern verlassen, man spricht von einem quasigebundenen Zustand.

Demgegenüber sind bei höherer Einschußenergie viel mehr Stöße nötig um den Gleichgewichtszustand zu erreichen, entsprechend hoch ist die Zahl der Freiheitsgrade. Infolge-

dessen ist die Wahrscheinlichkeit für eine Konfiguration, bei der soviel Energie auf ein Nukleon konzentriert ist, daß es den Kernverband verlassen kann, sehr gering; der hochangeregte Compoundkern hat eine lange Lebensdauer. Mit weiter ansteigender Einschußenergie nimmt die Wahrscheinlichkeit für eine Teilchenverdampfung aus dem Gleichgewichtszustand immer mehr zu, die Lebensdauer des Compoundkerns nimmt ab. Der Restkern bleibt mit hoher Wahrscheinlichkeit hoch angeregt zurück, da weiterhin viele Freiheitsgrade angeregt sind: Das Verdampfungsspektrum der emittierten Teilchen hat ein Maximum bei kleinen Teilchenenergien.

Im Gegensatz zur Compoundkernreaktion verläuft die direkte Reaktion in ihrer einfachsten Form als Einstufenprozeß: Bei einer Transferreaktion wird durch einen einzigen Wechselwirkungsprozeß entweder vom einfallenden Teilchen ein Nukleon oder eine Nukleonengruppe an den Targetkern übergeben, wobei der Rest des einfallenden Teilchens als emittiertes Teilchen weiterfliegt (Strippingprozeß), oder aber das einfallende Teilchen übernimmt vom Targetkern ein Nukleon oder eine Nukleonengruppe und dieser Verbund fliegt als emittiertes Teilchen weiter (pickup-Reaktion). In beiden Fällen werden im Restkern nur wenige Freiheitsgrade angeregt, die emittierten Teilchen bevölkern das Hochenergieende des Emissionsspektrums. Da die transferierten Teilchen entweder in Einteilchenzustände eingebaut (stripping) oder aus solchen ausgebaut werden (pickup), werden im Restkern durch Transferreaktionen im wesentlichen entweder Teilchen- oder Lochzustände in der Nähe der Fermikante erzeugt.

Die Analyse einer Kernreaktion ist dadurch erschwert, daß beide Reaktionsmechanismen (direkte Reaktion und Compoundkernreaktion) nebeneinander vorliegen, die sich darüber hinaus kohärent überlagern. Außerdem sind die genannten Mechanismen nur extreme Bilder: es gibt Zwischenstufen wie Precompoundreaktionen und Mehrstufenprozesse. Bei den Precompoundreaktionen handelt es sich um Teilchenemissionen aus dem Compoundkern, die zu einem Zeitpunkt erfolgen, bei dem der Compoundkern seinen Gleichgewichtszustand noch nicht erreicht hat. Man nennt sie deshalb auch Preequilibriumprozesse. Das Maximum des Precompoundspektrums ist gegenüber dem Verdampfungsspektrum zu höheren Energien hin verschoben. Preequilibriumprozesse werden ebenfalls nach dem statistischen Modell behandelt; experimentell werden sie bei Reaktionen an schweren Targetkernen bei höheren Anregungsenergien beobachtet.

Mehrstufenprozesse sind dagegen direkte Prozesse, die über mehrere Stöße verlaufen. So ist beispielsweise bei den Ladungsaustauschreaktionen((p,n)- oder (^{3}He,t)-Reaktionen) der Einstufenprozeß (knockout) nicht notwendig der dominante direkte Prozeß und Mehrstufenprozesse wie (p,d)-(d,n) oder (^{3}He,α)-(α,t)-Reaktionen können entscheidend zum Mechanismus beitragen /22/. Ähnliche Argumente gelten, wenn der direkte Einstufenprozeß auf Grund mangelnden Überlapps der Wellenfunktionen von Target und Restkern behindert ist. Schwache Einstufenübergänge enthalten somit einen größeren Anteil an Mehrstufenprozessen.

4.1.2 Direkte Reaktionen

Wendet man diese Überlegungen auf die in der vorliegenden Arbeit untersuchten (p,α)-Übergänge zu den niedrig liegenden Restkernzuständen in ^{17}F, ^{21}Na und ^{23}Na an, so kann man erwarten, daß für diese Übergänge bei hoher Anregungsenergie der Direktreaktionsanteil überwiegt. Wie man den Abbildungen 6, 9 und 12 entnehmen kann, stehen nämlich den untersuchten Compoundkernsystemen eine Vielzahl von offenen Zerfallskanälen zur Verfügung, sodaß mit zunehmender Anregungsenergie die Wahrscheinlichkeit eines Compoundkernzerfalls in einen speziellen Zerfallskanal, bei dem der Restkern dazu noch eine niedrige Anregungsenergie besitzt, sehr stark abnimmt. Andererseits wird der Compoundanteil in einem speziellen Übergang davon abhängen, ob der direkte Einstufenprozeß eine große oder kleine Stärke besitzt. Bei Einstufenprozessen kleiner Stärke wird man deshalb nicht nur einen größeren Anteil von Mehrstufenprozessen sondern auch von Compoundkernzerfällen erwarten.

Als Kriterium, ob die vorliegenden Reaktionen überwiegend als direkte Reaktionen ablaufen, können also gelten:

1. Die Form der Winkelverteilungen bleibt, wenn man sie als Funktion der Einschußenergie untersucht, im wesentlichen unverändert.
2. Der winkelintegrierte Wirkungsquerschnitt zeigt einen glatten Verlauf als Funktion der Einschußenergie; in doppeltlogarithmischer Darstellung ergibt sich eine Gerade.

Da für die Reaktionen $^{20}Ne(p,\alpha)^{17}F$ und $^{24}Mg(p,\alpha)^{21}Na$ nur Daten bei vier Energien, für die Reaktion $^{26}Mg(p,\alpha)^{23}Na$ sogar nur bei zwei Energien vorliegen, lassen sich die beiden Kriterien auf die vorliegenden Ergebnisse nur dann sinnvoll anwenden, wenn sie mit bekannten Ergebnissen, die an vergleichbaren Kernen gewonnen wurden, kombiniert werden.

In Bild 14 sind deshalb die Winkelverteilungen der untersuchten (p,α)-Grundzustandsübergänge an den Targetkernen ^{20}Ne und ^{24}Mg zusammen mit Ergebnissen von Guazzoni et al. /11/ an den Targetkernen ^{12}C und ^{16}O bei denselben Energien dargestellt. Alle vier Targetkerne sind α-artige Kerne. Die Q-Werte für die (p,α)-Reaktionen sind durchweg stark negativ, da die Bindungsenergie eines Nukleons an einen α-artigen Kern sehr gering ist. Bei allen vier Kernen ergibt sich deshalb bei gleicher Einschußenergie etwa die gleiche Anregungsenergie des Zwischenkern. Im Hinblick auf den direkten Reaktionsmechanismus unterscheiden sich die vier Reaktionen im transferierten Bahn- und Gesamtdrehimpuls.

Tabelle 8:

Target	Q/MeV	B_p/MeV	E_p/MeV bei E_{cm}=30 MeV	ΔL	ΔJ
^{12}C	-7.55	-1.94	30.40	1	$3/2^-$
^{16}O	-5.22	-0.60	31.24	1	$1/2^-$
^{20}Ne	-4.13	-2.43	28.95	2	$5/2^+$
^{24}Mg	-6.88	-2.27	28.88	2	$3/2^+$

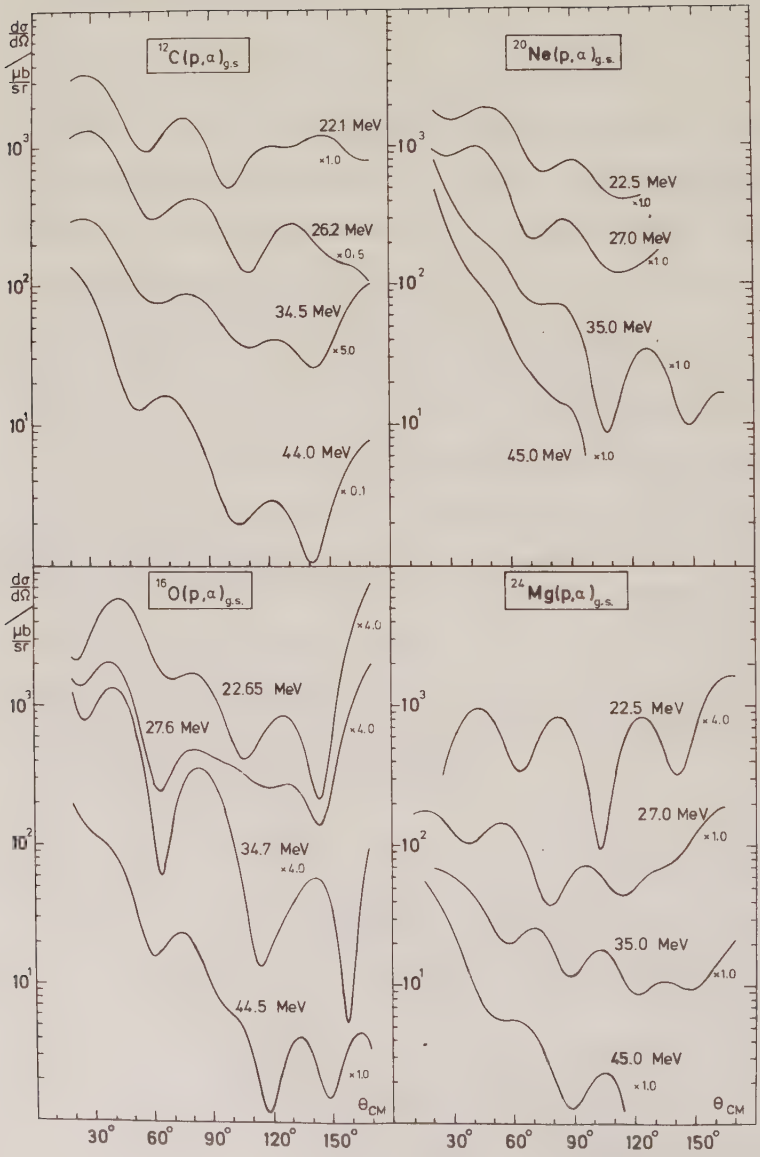

Bild 14: (p,α_o)-Winkelverteilungen an ^{12}C, ^{16}O, ^{20}Ne und ^{24}Mg

Den Winkelverteilungen an den vier Targetkernen ist gemeinsam, daß sie bei den Energien 22.5 und 27.0 MeV eine ausgeprägte Diffraktionsstruktur zeigen. Bei den höheren Energien fallen die Winkelverteilungen in Vorwärtsrichtung mit wachsendem Winkel stark ab, wobei die Struktur schwächer wird. Dieses Verhalten ist bei ^{20}Ne am deutlichsten, bei ^{12}C am schwächsten ausgeprägt. Bei der höchsten Einschußenergie von 44 MeV ist die Anregungsenergie im Zwischenkern bei allen vier Reaktionen $E_{cm} \approx 42$ MeV. Bei dieser Anregungsenergie ist die Anzahl der offenen Zerfallskanäle des Zwischenkerns sehr groß, der Compoundanteil in den betrachteten Übergang also sehr klein. Die bei dieser Einschußenergie beobachteten Winkelverteilungen können deshalb einem reinen Direktreaktionsmechanismus zugeschrieben werden.

Bei der Reaktion $^{12}C(p,\alpha)^{9}B$ g.s. zeigen die Winkelverteilungen in Vorwärtsrichtung bei allen vier betrachteten Energien eine ähnliche Form. Berücksichtigt man auch die Rückwärtswinkel ($\theta_{cm} \geq 120^{o}$) und betrachtet alle 16 Winkelverteilungen, die für den Energiebereich von 22.1 bis 44 MeV Einschußenergie bekannt sind /11/ (Abb. 1), so stellt man fest, daß die bei 44 MeV gefundene Form der Winkelverteilung im gesamten Winkelbereich für alle Einschußenergien $E_p \gtrsim 30$ MeV beibehalten wird. Ein ähnliches Verhalten findet man auch bei der Reaktion $^{16}O(p,\alpha)^{13}N$ g.s. /11/ ebenfalls für $E_p \gtrsim 30$ MeV.

Auch bei den hier untersuchten $(p,\alpha_{\geq 0})$-Reaktionen an ^{20}Ne und ^{24}Mg ist die Form der Winkelverteilungen für die beiden höchsten Energien jeweils gleich, und - insbesondere bei ^{24}Mg - unterschiedlich zu den beiden niedrigeren Energien. Es kann deshalb vermutet werden, daß das bei den Targetkernen ^{12}C und ^{16}O gewonnene Ergebnis auch auf die Kerne ^{20}Ne und ^{24}Mg übertragen werden kann.

Zu einem ähnlichen Ergebnis gelangt man, wenn man die Energieabhängigkeit der winkelintegrierten Wirkungsquerschnitte der Reaktionen untersucht. In Bild 15 sind die Wirkungsquerschnitte (integriert von 0^o bis 90^o) in doppeltlogarithmischem Maßstab über der Einschußenergie aufgetragen. Es sind für die Targetkerne ^{20}Ne und ^{24}Mg alle ausgewerteten Übergänge eingetragen. Die Fehlerbalken beinhalten die Ungenauigkeit der Kenntnis des Absolutwertes und eine Abschätzung der Fehler durch Extrapolation auf nicht vermessene Winkel. Die Meßwerte liegen bis auf wenige Ausnahmen recht gut auf Kurven der Form $\sigma \sim E^{-4}$. Eine Gesetzmäßigkeit der Art $\sigma \sim E^{-n}$ findet man bei allen bisher untersuchten (p,α)-Übergängen an leichten Kernen /11/, /4/. Für die meisten Kerne besitzt der Exponent Werte zwischen zwei und drei, die höchsten Werte wurden für die Übergänge am Targetkern $^{16}O(n=3.75)$ und $^{12}C(n=3.25)$ gefunden. Dies spricht wieder für die Vergleichbarkeit dieser vier Reaktionen.

Wie bei den Winkelverteilungen reichen auch bei den Anregungsfunktionen die wenigen Daten an ^{20}Ne und ^{24}Mg nicht aus, um eine Information über die Reaktionsmechanismus zu gewinnen. Zieht man jedoch auch hier wieder die Reaktionen

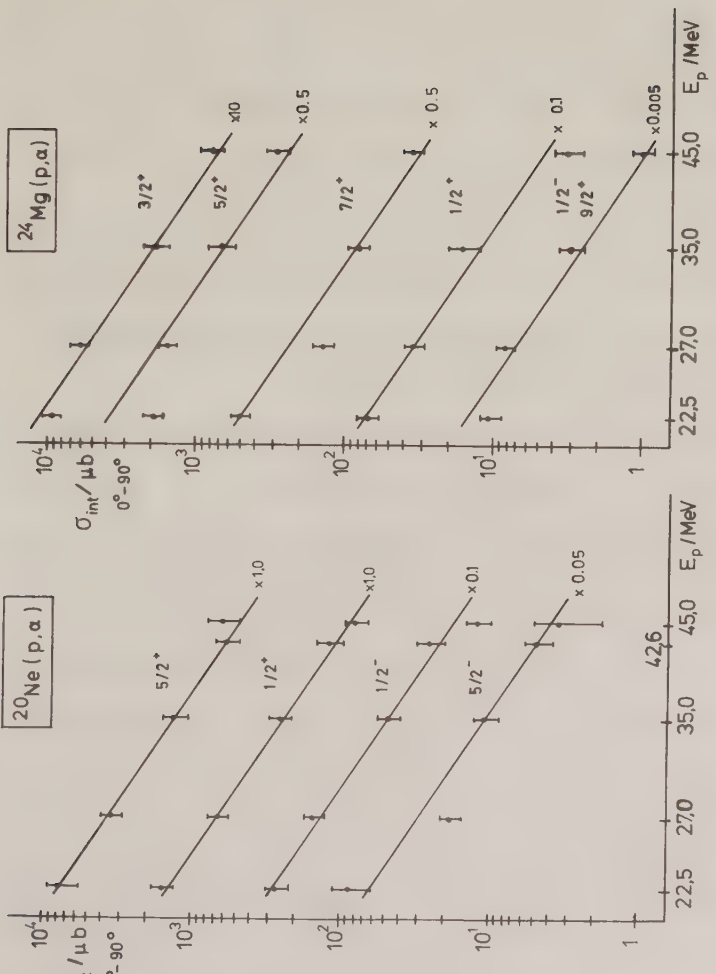

Bild 15: Integrierte Wirkungsquerschnitte der (p,α)-Reaktion an ^{20}Ne und ^{24}Mg

$^{12}C(p,\alpha_o)$ und $^{16}O(p,\alpha_o)$ zum Vergleich heran, so ergibt sich, daß der winkelintegrierte Wirkungsquerschnitt bei beiden Reaktionen für $E_p \gtrsim 30$ MeV monoton abfällt, wie man es für einen Direktreaktionsmechanismus erwartet. Beide zu Beginn des Abschnitts aufgestellten Kriterien führen somit zum gleichen Ergebnis: bei den (p,α)-Reaktionen an ^{12}C und ^{16}O dominiert der Direktreaktionsmechanismus, wenn die Einschußenergie 30 MeV übersteigt. Aus den gemessenen Daten und aufgrund der Vergleichbarkeit der Reaktionen kann man ein ähnliches Verhalten auch für die hier untersuchten Reaktionen an ^{20}Ne und ^{24}Mg erwarten.

Eine ähnliche Gesetzmäßigkeit wurde für (p,α)-Reaktionen gefunden, die zu α-artigen Zwischenkernen (und damit auch zu α-artigen Restkernen) führen (z.B. $^{19}F(p,\alpha)^{16}O$). Bei diesen Reaktionen dominiert der Direktreaktionsmechanismus, wenn die Anregungsenergie des Zwischenkerns etwa 20 MeV oberhalb der α-Schwelle des Compoundkernsystems liegt /23/. Das ergibt (je nach Kern) Anregungsenergien von 25 bis 30 MeV. Der bei dem α-artigen Targetkern gefundene "kritische" Wert E_p = 30 MeV entspricht ebenfalls einer Anregungsenergie von 30 MeV (siehe Tabelle 8). Damit scheint für alle (p,α)-Reaktionen an leichten Kernen die Aussage gerechtfertigt, daß bei Reaktionen dieses Typs der Compoundkernanteil in den Übergängen zu niedrig liegenden Restkernniveaus dann vernachlässigt werden kann, wenn die Einschußenergie so hoch ist, daß die Anregungsenergie im Zwischenkern 30 MeV überschreitet.

Dieses Ergebnis läßt sich nun durch theoretische Rechnungen überprüfen. Dazu wird im Abschnitt 4.2 versucht, vier ausgewählte (p,α)-Winkelverteilungen an den Targetkernen ^{20}Ne und ^{24}Mg bei einer Einschußenergie von 35 MeV durch einen Triton-pickup mit der DWBA-Theorie zu beschreiben.

4.2 DWBA-Rechnungen

4.2.1 DWBA-Formel

Im Rahmen der DWBA-Theorie läßt sich, wie in vielen Arbeiten (z.B. /24/, /25/) dargestellt ist, der differentielle Wirkungsquerschnitt einer Kernreaktion wie folgt angeben:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\mu_a \cdot \mu_b}{(2\pi\hbar^2)^2} \frac{K_b}{K_a} \frac{\sum_{MA\ MB\ Ma\ Mb} |T_{(a,b)}^{DWBA}|^2}{(2J_A+1)(2J_a+1)} \qquad (4\text{-}1)$$

Die Indizes in dieser Formel beziehen sich auf die an der Reaktion A(a,b)B beteiligten Kerne und Teilchen. μ steht für die reduzierten Massen, K für die Wellenzahlen und $T_{(a,b)}^{DWBA}$ für die Übergangsamplitude.

Die Übergangsamplitude berechnet sich aus dem Überlapp der beiden verzerrten Wellen $\chi_b^{*(-)}$ und $\chi_a^{(+)}$ im Ausgangs- bzw. Eingangskanal der Reaktion mit dem Formfaktor F:

$$T_{(a,b)}^{DWBA} = \int d\vec{r}_{aA}\, d\vec{r}_{bB}\ \chi_b^{*(-)}(\vec{K}_b, \vec{r}_{bB}) F(\vec{r}_{aA}, \vec{r}_{bB})\, \chi_a^{(+)}(\vec{K}_a, \vec{r}_{aA}) \qquad (4\text{-}2)$$

Die verzerrten Wellen sind die Streulösung für die elastische Streuung an den optischen Potentialen in Ein- und Ausgangskanal. Der Formfaktor enthält Integrationen über innere Koordinaten der beteiligten Cluster, die bei Kenntnis der Wellenfunktionen der Cluster ausgeführt werden können. Man erhält so Information über die spektroskopische Stärke, die z.B. durch die spektroskopischen Faktoren angegeben wird:

$$S_A = \langle T_B T_{3B} T_x T_{3x} | T_A T_{3A} \rangle^2 \frac{\langle B; J_B T_B ||| a_{NLJS} ||| A; J_A T_A \rangle^2}{(2J_A + 1)(2T_A + 1)} \qquad (4\text{-}3)$$

Mit B ist hier der Restkernzustand, mit A der Targetkernzustand gekennzeichnet, a ist der Vernichtungsoperator für die transferierten Nukleonen im Zustand, der durch die Quantenzahlen NLJ und S gegeben ist. Mit T ist hier der Isospin, mit T_3 seine dritte Komponente bezeichnet. Außerdem enthält der Formfaktor die gebundenen Zustände der transferierten Nukleonen vor und nach der Reaktion, sowie das Wechselwirkungspotential, das für die Reaktion verantwortlich ist.

Bei der Berechnung der Formfaktoren für Mehrnukleonentransfer wird häufig die Clusternäherung verwendet; bei der (p,α)-Reaktion wird dabei (pick-up-Reaktion vorausgesetzt) der Zustand der transferierten Nukleonen im Targetkern durch die Bindung eines Tritons an den Restkern bei der experimentellen Bindungsenergie beschrieben. Die Quantenzahlen dieses Zustandes werden dabei im Oszillatormodell bei gleichem Weiteparameter aus dem Energiesatz gewonnen:

$$2\,(N-1)+L=\sum_{j=1}^{3} 2(n_j-1)+1_j=Q \qquad (4\text{-}4)$$

Hierbei wurde angenommen, daß der Cluster keine innere Anregung besitzt, d.h. die drei Nukleonen im Zustand des Tritons mit S = 1/2 transferiert werden.

Q ist die Summe der Oszillatorquanten der transferierten Nukleonen im Targetkern; werden alle Nukleonen aus der 2s1d-Schale genommen, ist Q = 6.

Es ist bekannt, daß die Beiträge aus dem Kerninnern durch die Clusternäherung schlecht wiedergegeben werden /26/. Daher sollte man bei Reaktionen mit schlechter Drehimpulsanpassung, d.h. (p,α)-Reaktion mit großem Q-Wert, Abweichungen erwarten. Bei der (p,α)-Reaktion an gg-Kernen gibt es bei einem bestimmten Übergang eindeutige Werte von N,L,S und J (falls nicht Konfigurationen mit unterschiedlichem Q beteiligt sind).

Dann faktorisiert der Wirkungsquerschnitt in einen spektroskopischen und einen kinematischen Teil:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \sim S_b \cdot S_A \cdot \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^{NLSJ}_{DWBA} \qquad (4\text{-}5)$$

Dabei ist S_b, der spektroskopische Faktor für das Alphateilchen, für alle (p,α)-Reaktionen gleich und kann mit in die Normierung gezogen werden.

Der DWBA-Wirkungsquerschnitt enthält immer noch ein 6-fach Integral der Form von Gleichung (4-2), wobei die Integration über drei Winkel algebraisch durchgeführt werden kann. Es bleibt die numerische Lösung eines Dreifachintegrals. Eine weitere Vereinfachung erhält man, wenn man das Wechselwirkungspotential im Formfaktor, das die Wechselwirkung des Tritons im Alphateilchen beschreibt, als punktförmig annimmt. Da sich das Triton im Alphateilchen im S-Zustand befindet, ist diese Näherung (zero range) ziemlich gut /27/. Damit bleibt in Formel (4-2) die Berechnung eines Einfachintegrals, was die Rechenzeit zum Teil erheblich reduziert.

Entsprechend der Faktorisierung in Gleichung (4-5) soll im Folgenden der Vergleich mit dem Experiment zunächst im Hinblick auf den kinematischen Aspekt durchgeführt werden.

4.2.2 Rechnungen mit gemessenen Potentialen

Wie schon im vorangegangenen Abschnitt erwähnt, werden die verzerrten Wellen im Ein- und Ausgangskanal in der Regel aus optischen Potentialen berechnet, die die elastische Streuung in diesen Kanälen beschreibt. Man gewinnt diese Potentiale durch Anpassung an Wirkungsquerschnitte (und Polarisationen) für die experimentell bestimmte elastische Streuung und bezeichnet sie deshalb auch als "gemessene" Potentiale. Auf die Mehrdeutigkeit dieser "Potentialfamilien" der Streuung zusammengesetzter Teilchen soll hier nicht näher eingegangen werden /28/. Gemessene Potentiale lassen

sich natürlich nur für genügend stabile Targetkerne gewinnen. Für den Ausgangskanal ist dies bei den hier untersuchten Reaktionen nur für den Übergang der Reaktion $^{26}Mg(p,\alpha)^{23}Na$ in den Grundzustand der Fall. Man versucht deshalb, Potentiale, die die elastische Streuung für den Grundzustand beschreiben, auch für die angeregten Zustände zu verwenden, oder bei Reaktionen zu instabilen Restkernen solche Potentiale einzusetzen, die die elastische Streuung benachbarter Kerne beschreiben. Dies wurde in Bild 16 versucht. Es zeigt in Form von Punkten den experimentellen Wirkungsquerschnitt der Reaktion $^{24}Mg(p,\alpha)^{21}Na$ zum ersten angeregten Zustand im ^{21}Na bei einer Einschußenergie von 35 MeV. Die durchgezogene Kurve stellte einen Fit mit Legendre-Polynomen an die Meßwerte dar. Die übrigen Kurven geben DWBA-Rechnungen in der zero-range-Näherung wieder, die mit dem Programm von Kunz /29/ berechnet wurden. Das optische Potential im Eingangskanal war von Becchetti und Greenless /30/. Die verwendeten Potentiale für den Ausgangskanal sind in Tabelle 9 angegeben. Sie beschreiben die elastische Streuung von Alphateilchen an ^{19}F /31/ bzw. and ^{23}Na /32/.

Tabelle 9: gemessene α-Potentiale

Kern	V	r	a	W	r_w	a_w	Eα/MeV
^{19}F	100.6	1.48	0.683	9.65	1.65	0.543	25.0
^{19}F	144.7	1.47	0.606	16.53	1.46	0.806	25.0
^{19}F	204.3	1.42	0.596	17.06	1.57	0.688	25.0
^{23}Na	54.94	1.565	0.589	10.36	1.656	0.589	18.4
^{23}Na	90.15	1.549	0.579	10.80	1.549	0.579	18.4
^{23}Na	51.2	1.710	0.568	20.50	1.710	0.568	21.4

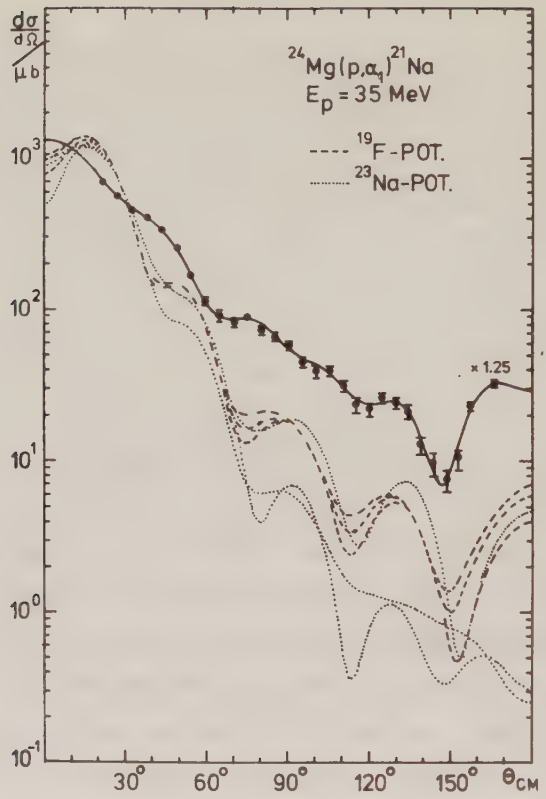

Bild 16: DWBA-Rechnungen mit gemessenen Potentialen

Wie aus dem Bild zu entnehmen ist, kann kein Parametersatz die Form der Winkelverteilung befriedigend wiedergeben. Es fällt jedoch auf, daß diejenigen Rechnungen weitgehend untereinander übereinstimmen, die die elastische Streuung gleichgut wiedergeben, obwohl die Potentiale zu verschiedenen Potentialfamilien gehören (siehe gestrichtelte Kurven der ^{19}F-Potentiale). Da sich die Streuwellenfunktionen dieser Potentiale nur im Potentialinnern unterscheiden - die elasti-

sche Streuung ist nur sensitiv auf die Wellenfunktion im Außenraum -, folgt aus diesem Ergebnis, daß die Wellenfunktion im Innenraum auch auf die Form der DWBA-Kurve (in zero range Näherung) keinen großen Einfluß hat.

Fragt man nun nach der Ursache für die Abweichung zwischen Experiment und DWBA Rechnung, so lassen sich mehrere Gründe dafür anführen. Zum einen ist die Angabe von α-Potentialen selbst zur Beschreibung der elastischen Streuung an leichten Kernen sehr problematisch. Die bekannten Potentiale unterscheiden sich sehr stark für die einzelnen Targetkerne und für die untersuchten Einschußenergien. Eine systematische Untersuchung der α-Potentiale steht noch aus.

Zum zweiten ist der Ausdruck für die DWBA-Amplitude nur eine Näherung, deren Güte sehr sensitiv von der Wahl der optischen Potentiale abhängig ist und die nicht notwendig dann optimal ist, wenn das verwendete optische Potential auch die elastische Streuung richtig beschreibt /33/. Das gilt insbesondere dann, wenn eine Kopplung zwischen verschiedenen Ausgangskanälen gegeben ist, die für die untersuchten Kerne mit ihren bekannten Deformationen nicht auszuschließen ist.

Es wurde daher versucht, durch eine Variation der optischen Potentiale eine bessere Beschreibung der gemessenen Winkelverteilungen zu erhalten.

4.2.3. DWBA-Fit

Für die Durchführung dieser Aufgabe wurde ein DWBA-Fitprogramm geschrieben. Dabei wurden zur Berechnung des DWBA-Wirkungsquerschnitts die Routinen von Kunz /29/ in zero-range Approximation verwendet. Als Kriterium für gute Anpassung an die experimentellen Werte wurde das Minimum der Summe der Abweichungsquadrate aufgesucht. Die dabei übliche Ausgleichsrechnung erfordert nach der Linearisierung des Gleichungssystems die Berechnung der Ableitung des DWBA-Wirkungsquerschnitts nach dem anzupassenden Parameter, die durch den Differentialquotienten angenähert wird. Das Ergebnis der Ausgleichsrechnung ist dann eine Verbesserung der Potentialparameter. Da die Linearisierung nur in der Umgebung des Minimums genau genug ist, wurde die Methode der Ausgleichsrechnung mit der Methode des steilsten Abfalls /16/ kombiniert. Um Rechenzeit zu sparen, wurden Teilergebnisse der Rechnungen zwischengespeichert, damit nur die Teile der Rechnung für die DWBA-Wirkungsquerschnitte, in denen Veränderungen gemacht wurden, neu berechnet werden mußten. Für die konkreten Rechnungen wurden die stärksten und strukturreichsten Übergänge herangezogen; nämlich die Übergänge $^{20}Ne(p,\alpha_o)^{17}F$ ($\Delta J^\pi = 5/2^+$), $^{20}Ne(p,\alpha_1)^{17}F$ ($\Delta J^\pi = 1/2^+$), $^{24}Mg(p,\alpha_1)^{21}Na$ ($\Delta J^\pi = 5/2^+$) und $^{24}Mg(p,\alpha_3)^{21}Na$ ($\Delta J^\pi = 1/2^+$), alle bei einer Einschußenergie von 35 MeV. Dabei wurde bei der Fit-Prozedur von α-Potentialen ausgegangen, welche schon bei der Beschreibung der (p,α)-Reaktionen an ^{11}B und ^{19}F /23/, /34/ recht erfolgreich waren. Das Protonenpotential wurde unverändert gelassen, es wurde wieder der Satz von Becchetti und Greenless /30/ verwendet.

Das Ergebnis der Rechnungen zeigt Bild 17, die zugehörigen Potentiale sind in Tabelle 10 angegeben, die Form der Potentiale ist wie in Ref. /30/.

Tabelle 10: Potentiale des DWBA-Fits

V	r	a	W	r_w	a_w		Restkerne
212.76	1.93	0.405	10	1.93	0.55	α	$^{17}F(1/2^+);^{21}Na(5/2^+)$
235.5	1.93	0.405	10	1.93	0.55	α	$^{17}F(5/2^+);^{21}Na(1/2^+)$
70	1.95	0.55	--	--	--	t	
106.8	1.2	0.6	--	--	--	t	

Die experimentellen Meßwerte sind in Bild 17 durch Kreuze wiedergegeben. Die durchgezogenen Kurven sind Ergebnisse der DWBA-Rechnungen mit endlicher Reichweite (finite range), die mit dem Code DWUCK 5 /29/ durchgeführt wurden. Die gestrichelten Kurven geben Rechnungen mit den gleichen Parametern wieder, jedoch in der Nullreichweiten-Näherung (zero range). Die Absolutwerte wurden in jedem Fall an die experimentellen Daten angepaßt. Aus der guten Übereinstimmung der durchgezogenen mit der gestrichelten Kurve kann man entnehmen, daß die Nullreichweiten-Näherung bei (p,α)-Reaktionen nur einen geringen Einfluß auf die Form der Winkelverteilung hat. Dies überrascht nicht, da das Triton im Alphateilchen im relativen S-Zustand gebunden ist. Darüber hinaus zeigt sich auch hier (vergl. /27/), daß die Rechnungen mit endlicher Reichweite Winkelverteilungen ergeben, die zu großen Winkeln hin steiler abfallen als die mit Nullreichweite. Die Rechnungen zeigen, daß es gelingt, durch Wahl geeigneter Potentialpara-

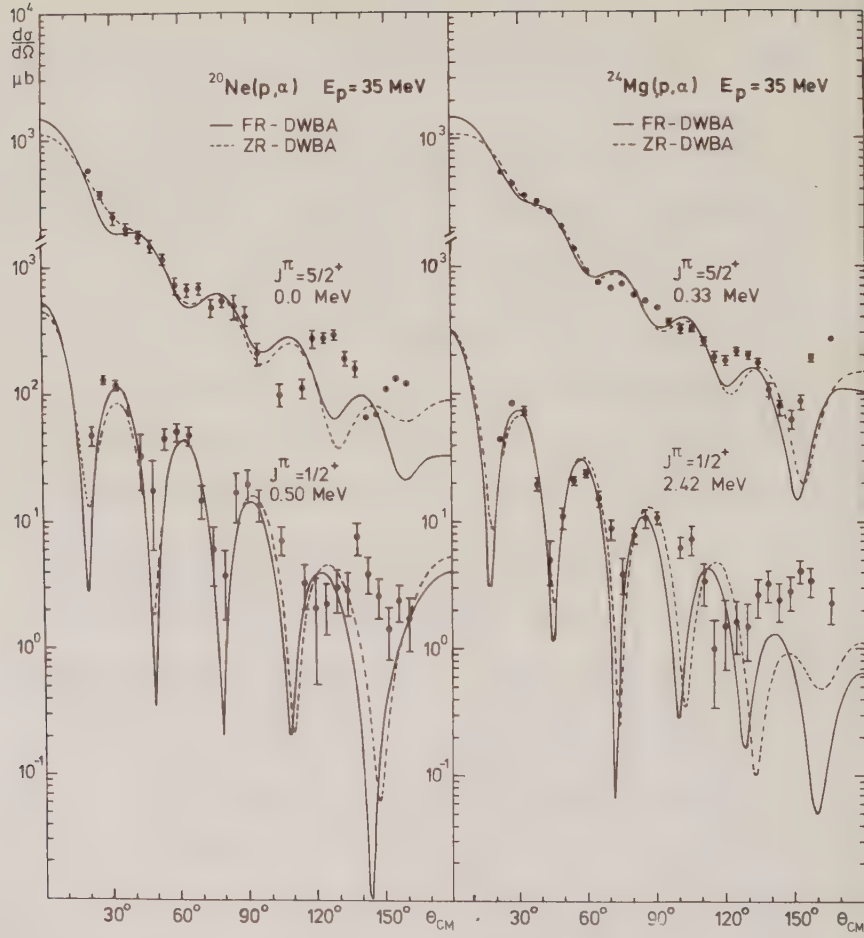

Bild 17: (p,α)-Winkelverteilungen mit DWBA-Fits

meter die Form der Winkelverteilung für die (p,α)-Reaktion richtig wiederzugeben. Die auf diese Weise gewonnenen Parameterwerte weichen nicht auffällig von denen ab, die aus der Analyse elastischer Streudaten folgen. Andererseits zeigt sich deutlich die starke Sensitivität der Wirkungsquerschnitte gegenüber den genauen Werten des Potentials: Zur Reproduktion sehr ähnlicher Meßdaten ($^{20}Ne(p,\alpha_0)$ und $^{24}Mg(p,\alpha_1)$ bzw. $^{20}Ne(p,\alpha_1)$ und $^{24}Mg(p,\alpha_3)$) ergab der Fit zwei unterschiedliche Tiefen für den Realteil des Potentials. Außerdem zeigte es sich, daß sich nicht alle Übergänge mit dieser Näherung der DWBA-Theorie gut beschreiben lassen. So ist es zum Beispiel auch mit sehr unrealistischen Potentialparametern nicht möglich, den sehr flachen Abfall des differentiellen Wirkungsquerschnitts der Reaktion $^{24}Mg(p,\alpha_2)$ zum 1.72 MeV Niveaus, der selbst bei 35 MeV Einschußenergie noch beobachtet wird (siehe Bild 10), durch einen einfachen Tritonpickup zu beschreiben.

Dennoch geben diese Rechnungen zu der Hoffnung Anlaß, mit Hilfe dieses Verfahrens durch eine systematische Suche α-Potentiale zu finden, die in der Lage sind, die Winkelverteilungen mehrerer Übergänge zum gleichen Restkern oder auch Übergänge zu unterschiedlichen Restkernen richtig zu beschreiben. Wie nämlich ein Blick auf Bild 10 zeigt, findet man eine deutliche Korrelation zwischen der Form der Winkelverteilung und dem transferierten Drehimpuls ΔJ: Übergänge - auch zu verschiedenen Restkernen - besitzen bei gleichem ΔJ

eine ähnliche Form der Winkelverteilung. Die bisher durchgeführten Rechnungen zeigen, daß ein Zusammenhang zwischen der Form der Winkelverteilungen und dem transferierten ΔJ sehr gut wiedergegeben wird. Es bleibt einer zukünftigen Analyse vorbehalten zu untersuchen, ob weitere Parameter wie Energie und Massenzahl auch für die α-Potentiale eine ähnliche Rolle spielen, wie sie von den Nukleonenpotentialen bereits bekannt sind.

4.3 Spektroskopische Faktoren

4.3.1 Vergleich mit spektroskopischen Faktoren für den Dreinukleonentransfer

Zum Vergleich der experimentellen Übergangsstärken mit theoretischen Vorhersagen wurden Rechnungen von Chung und Wildenthal /7/ herangezogen. Die Schalenmodellrechnungen im Isospinformalismus benutzen ^{16}O als Core. Der Modellraum war auf die sd-Schale beschränkt, sodaß nur Zustände positiver Parität beschrieben werden können. Um die berechneten Wellenfunktionen zu testen, kann man die Energieeigenwerte des Hamiltonoperators mit den experimentell gefundenen Zuständen vergleichen. Dies ist in Bild 18 für die drei Restkerne der untersuchten Reaktionen ^{17}F, ^{21}Na und ^{23}Na geschehen. Die experimentellen Werte sind aus der Literatur entnommen (/17/ und /18/). Wie dem Bild zu entnehmen ist, wird die Reihenfolge der Zustände recht gut weidergegeben, während die

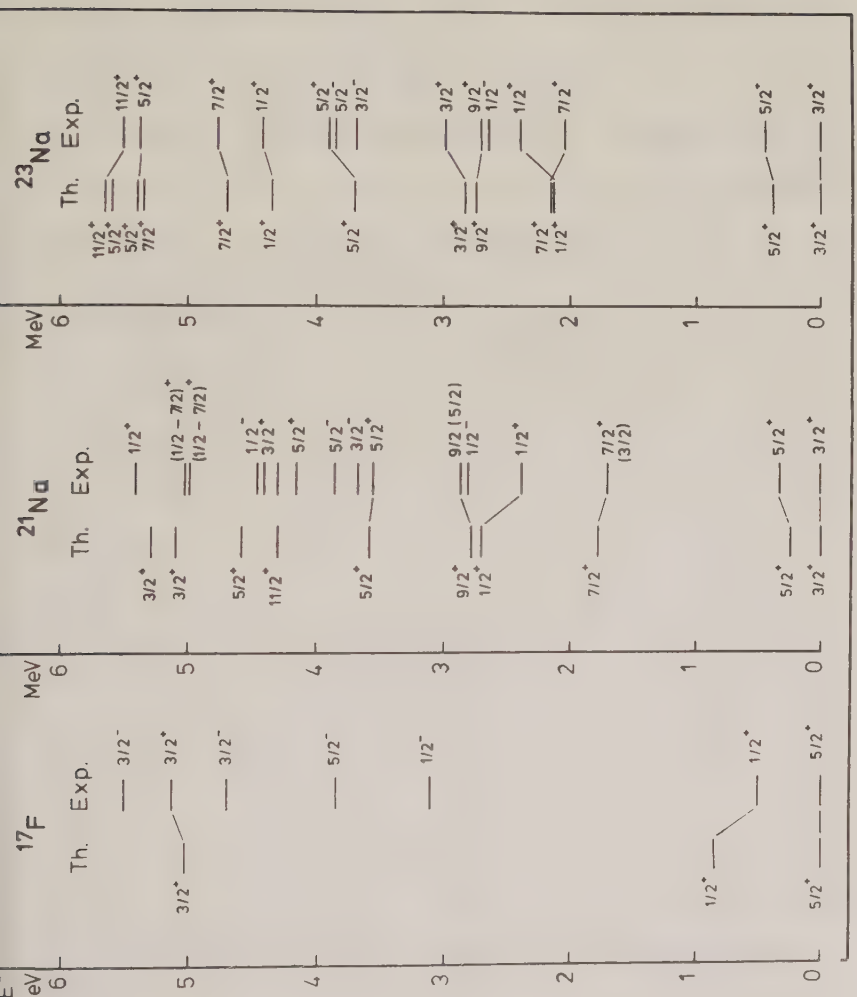

Bild 18: Energieniveaus aus Schalenmodellrechnungen von Chung und Wildenthal.

genaue Lage der Zustände nicht so gut vorhergesagt wird. Bei den Spiegelkernen ^{17}O, ^{21}Ne und ^{23}Mg ist die Übereinstimmung zum Teil etwas besser. Um die spektroskopischen Faktoren von Chung /7/ mit experimentellen Übergangsstärken vergleichen zu können, müssen sie noch mit drei Faktoren multipliziert werden /35/.

$$S_t^- = S_A = S_{Chung} \cdot \left(\frac{A}{A-3}\right)^Q \cdot G^2 \cdot \langle T_B T_{3B} T_x T_{3x} | T_A T_{3A} \rangle^2 \qquad (4\text{-}6)$$

Der Isospin Clebsch-Gorden Koeffizient wählt aus den Isospinmultipletts die Kerne mit der richtigen Ladungszahl aus (vgl. Formel 4-3). Der G-Faktor ist der Überlapp der Dreiteilchen-Cluster-Wellenfunktion mit der Dreiteilchen-Schalenmodell-Wellenfunktion und läßt sich im Rahmen der S U(3)-Darstellung leicht angeben. Werden alle drei Nukleonen aus der sd-Schale genommen, so ergibt sich $G^2 = 10/81$. Der zweite Faktor kommt von der verallgemeinerten Talmi-Moshinsky-Transformation, die den Übergang vom Schwerpunkt des Oszillatorpotentials zum Schwerpunkt der Relativbewegung von transferiertem Cluster und Restkern beschreibt. Q ist wieder die Zahl der Oszillatorquanten ($Q = 6$).

Die so berechneten spektroskopischen Faktoren S_t^- für den Triton-pickup können nun mit den experimentellen spektroskopischen Faktoren S_{exp} verglichen werden, die durch die Beziehung (4-7) definiert sind.

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{exp} = N \cdot S_{exp} \cdot \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{DWBA} \qquad (4\text{-}7)$$

Dabei ist N ein für alle (p,α)-Übergänge gemeinsamer Normierungsfaktor.

In Bild 19 ist dieser Vergleich für die vier (p,α)-Übergänge an den Targetkernen ^{20}Ne und ^{24}Mg durchgeführt, dessen Winkelverteilungen durch die in Abschnitt 4.2.2 beschriebenen DWBA-Rechnungen gut reproduziert werden konnte (siehe Bild 17). Die schwarzen Balken stellen die spektroskopischen Faktoren dar, wie sie aus der Theorie folgen, die zugehörige Skala ist an der linken Berandung angegeben. Die Werte für die experimentellen spektroskopischen Faktoren sind mit schraffierten Balken dargestellt. Sie wurden aus dem Vergleich der experimentellen Daten mit den DWBA-Rechnungen (finite range) nach Formel (4-7) gewonnen. Als gemeinsame Normierungskonstante ergibt sich N = 26,4. Der Einfluß der Clusternäherung im Formfaktor auf den Absolutwert des DWBA-Wirkungsquerschnitts wurde hier nicht untersucht. Durch weiße Balken schließlich ist in Bild 19 der winkelintegrierte Wirkungsquerschnitt in Vorwärtsrichtung ($\Theta_{cm} = 0^o - 90^o$) für die vier Übergänge bei $E_p = 35$ MeV (mit zugehöriger Skala an der rechten Berandung) eingezeichnet. Die Anpassung der experimentellen Wirkungsquerschnitte an die Werte der spektroskopischen Faktoren gemäß $\sigma_{exp}(0^o - 90^o) = A \cdot S_t^-$ ergibt für den Anpassungsfaktor A den Wert A = 3.66 mb.

Vergleicht man nun für die vier Übergänge die Werte S_t^- und S_{exp} miteinander, so stellt man fest, daß Rechnungen und Experiment nur qualitativ übereinstimmen: für die beiden starken $\Delta J = 5/2^+$-Übergänge ergibt die Rechnung kleinere (bzw. gleich große) S_t^--Werte, für die beiden schwächeren $\Delta J = 1/2^+$-Übergänge größere S_t^--Werte. Quantitativ ist die

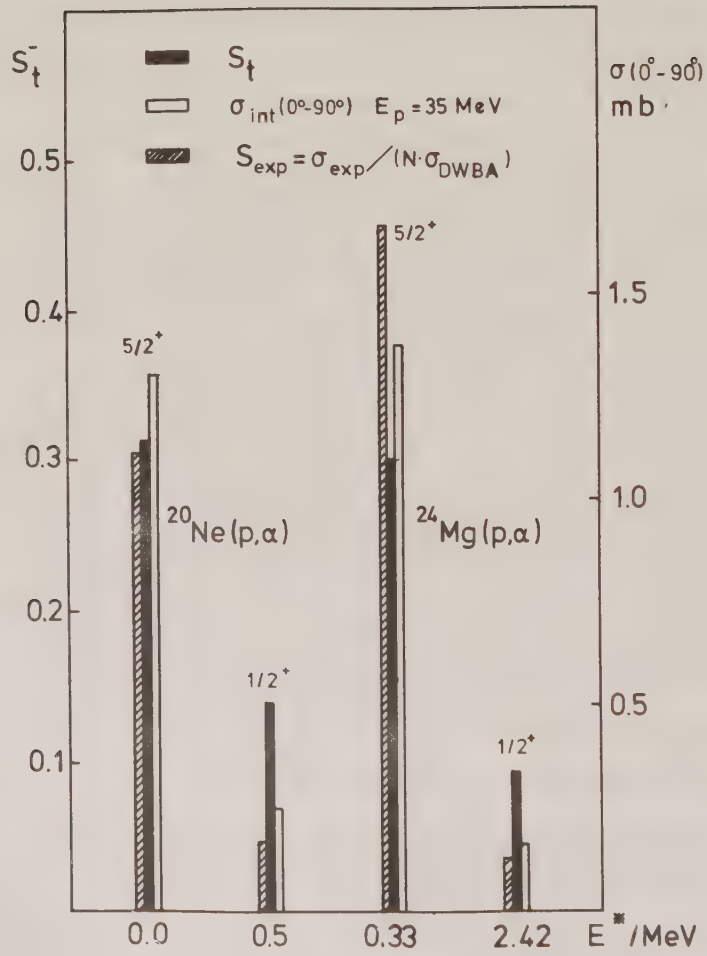

Bild 19: Theoretische und experimentelle spektroskopsiche Faktoren für den Dreiteilchentransfer

Übereinstimmung nicht überzeugend, es werden Abweichungen von mehr als einem Faktor 2 beobachtet.

Einem Vergleich aller in dieser Arbeit vermessenen Übergänge an den Kernen ^{20}Ne, ^{24}Mg und ^{26}Mg sowie einer Reihe bekannter (p,α)-Übergänge an den Kernen ^{23}Na und ^{27}Al /36/ mit den von Chung berechneten spektroskopischen Faktoren S_t^- steht zunächst die Schwierigkeit entgegen, daß bisher kein α-Potential bekannt ist, das einheitliche DWBA-Rechnungen für alle Übergänge erlauben würde. Andererseits ergab sich bei der DWBA-Rechnung für die vier bisher betrachteten Übergänge, daß die winkelintegrierten DWBA-Wirkungsquerschnitte in allen vier Fällen sehr ähnlich sind. Modellrechnungen, bei denen für eine Reihe von Übergängen zum gleichen Restkern aber unterschiedlichem transferierten Drehimpuls ΔJ die Potentialparameter festgehalten wurden,bestätigen dieses Ergebnis. Das bedeutet, daß die Übergangsstärke nur sehr schwach von den kinematischen Gegebenheiten und damit von der DWBA-Rechnung abhängt. In Bild 19 kommt dieses Ergebnis wegen der Formel (4-7) dadurch zum Ausdruck, daß S_{exp} und $\sigma(0^o - 90^o)$ stark korreliert sind. Deshalb erscheint es sinnvoll, die spektroskopischen Faktoren S_t^- direkt mit den experimentellen Wirkungsquerschnitten $\sigma(0^o - 90^o)$ zu vergleichen. Auch im Bereich der p-Schalen Kerne wurde ein solcher Vergleich bisher mehrfach durchgeführt /3/, /4/. Dieser Vergleich bietet den Vorteil, daß die zum gegenwärtigen Zeitpunkt noch vorhandene Unsicherheit in den Parametern des optischen Modells keinen Einfluß auf die Analyse hat.

Bild 20 zeigt nun einen Vergleich der experimentellen Stärken bei 22 MeV Einschußenergie mit den theoretischen Vorhersagen bei 5 Kernen und insgesamt 20 Übergängen /36/. Im Schrägbild sind nach rechts die 5 Targetkerne und nach hinten die zugehörigen Übergänge zu den verschiedenen Restkernzuständen aufgetragen. Die Höhe im logarithmischen Maßstab gibt in weiß den integrierten experimentellen Wirkungsquerschnitt im Bereich von 0° bis 90° und in schwarz den normierten spektroskopischen Faktor an. Die Anpassung wurde beim $^{20}Ne(p,\alpha)$-Übergang zum Grundzustand vorgenommen. Die einzelnen Übergänge sind noch durch die Spins der Restkerne gekennzeichnet.

Obwohl auch hier der Trend der spektroskopischen Stärken von der Theorie richtig wiedergegeben wird, sind die Abweichungen bei einigen Übergängen größer als auf dem vorherigen Bild. Bis auf wenige Ausnahmen lassen sich folgende Abweichungen erkennen: Bei Übergängen mit $\Delta I = 1/2^{+}$ und $\Delta I = 5/2^{+}$ gibt die Theorie zu große Werte, bei $\Delta I = 3/2^{+}$ und $\Delta I = 7/2^{+}$ gibt sie zu kleine Werte an.

4.3.2 Vergleich mit einteilchenspektroskopischen Faktoren

Ein Tritontransfer läßt sich in erster Näherung auffassen als Transfer eines Protons und eines zum Spin 0 abgekoppelten Neutronenpaares. Innerhalb der Gültigkeit des "Spektator-Modells" kann man z.B. die relativen spektroskopischen Stärken der Reaktionen $^{26}Mg(p,\alpha)\ ^{23}Na$ und $^{24}Mg(d,^{3}He)\ ^{23}Na$

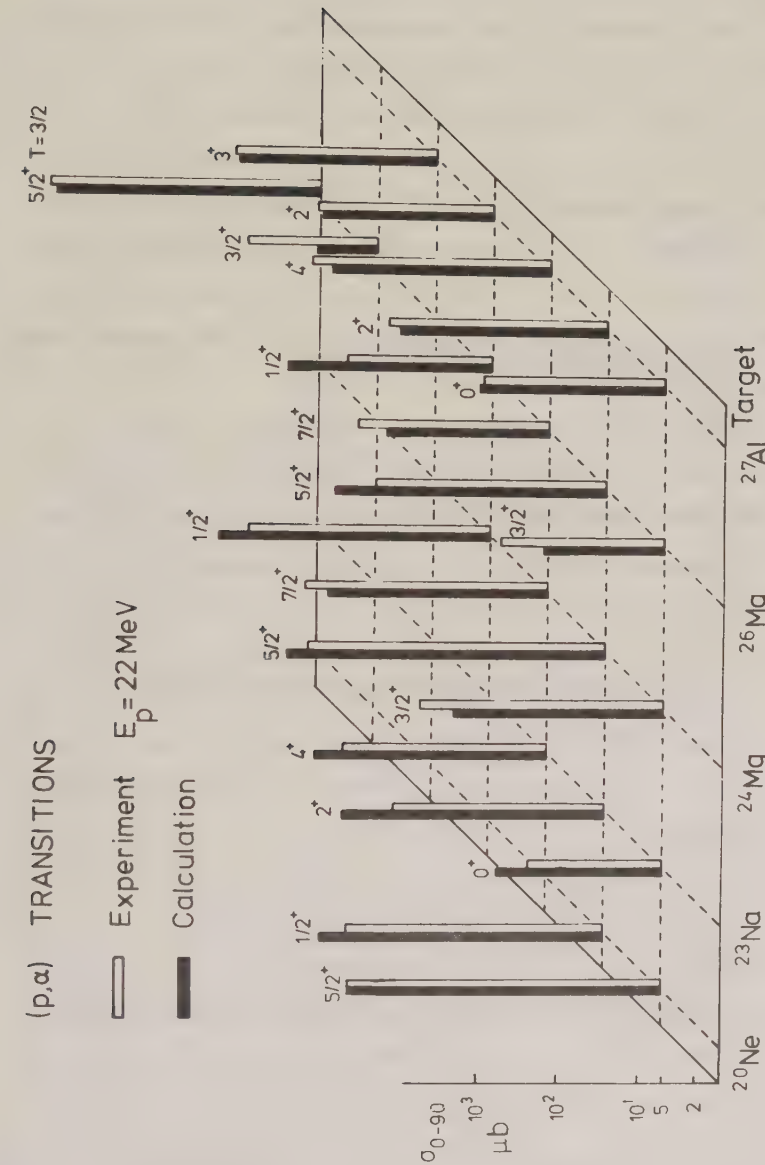

Bild 20: Vergleich experimenteller Wirkungsquerschnitte mit spektroskopischen Faktoren für den Dreiteilchentransfer.

vergleichen. Dabei wird die Übergangsstärke im wesentlichen durch den pickup des Protons beschreiben, während das Neutronenpaar bei den verschiedenen Übergängen die gleiche Rolle als Spektator spielt. (Auf Kohärenzeffekte mit nicht abgekoppeltem Neutronenpaar soll hier nicht eingegangen werden /37/). Bei den (p,α)-Reaktionen an ^{20}Ne und ^{24}Mg lassen sich die Stärken nicht mit dem pickup eines Protons zu den Restkernen ^{17}F und ^{21}Na vergleichen, da die für diesen Prozeß notwendigen Targetkerne ^{18}Ne bzw. ^{22}Mg nicht stabil sind. Wegen der Ladungsunabhängigkeit der Kernkräfte sollte der nicht meßbare Protonen Transfer an diesen Kernen aber die gleiche Stärke besitzen wie der pickup Prozeß eines Neutrons aus den Kernen ^{18}O bzw. ^{22}Ne. Die entsprechenden Kerne gehören zum gleichen Isospintriplett, sie unterscheiden sich nur durch deren z-Komponente ($T_z = -1$ statt $T_z = +1$). Entsprechend sind die Restkerne ^{17}O bzw. ^{21}Mg dann Spiegelkerne zu ^{17}F bzw. ^{21}Na. Deshalb lassen sich ähnliche Vergleiche wie zwischen ^{26}Mg(p,α)^{23}Na und ^{24}Mg(d,^{3}He)^{23}Na auch zwischen den Reaktionen ^{20}Ne(p,α)^{17}F und ^{18}O(p,d)^{17}O bzw. ^{24}Mg(p,α)^{21}Na und ^{22}Ne(p,d)^{21}Ne anstellen. Anschaulich bedeutet die Annahme über die Vergleichbarkeit dieser Übergänge, daß die Übergangsstärken für (p,α)- und (n,α)-Reaktionen an den α-artigen Targetkernen ^{20}Ne und ^{24}Mg als gleich angenommen werden. Frühere Messungen an den Targetkernen ^{12}C und ^{16}O haben diese Aussage bestätigt /38/.

Für die drei untersuchten Reaktionen ist im Bild 21 bei 27 MeV Einschußenergie der Vergleich der experimentellen (p,α)-Wirkungsquerschnitte $\sigma_{exp}(0^{o} - 90^{o})$ mit den theoretischen

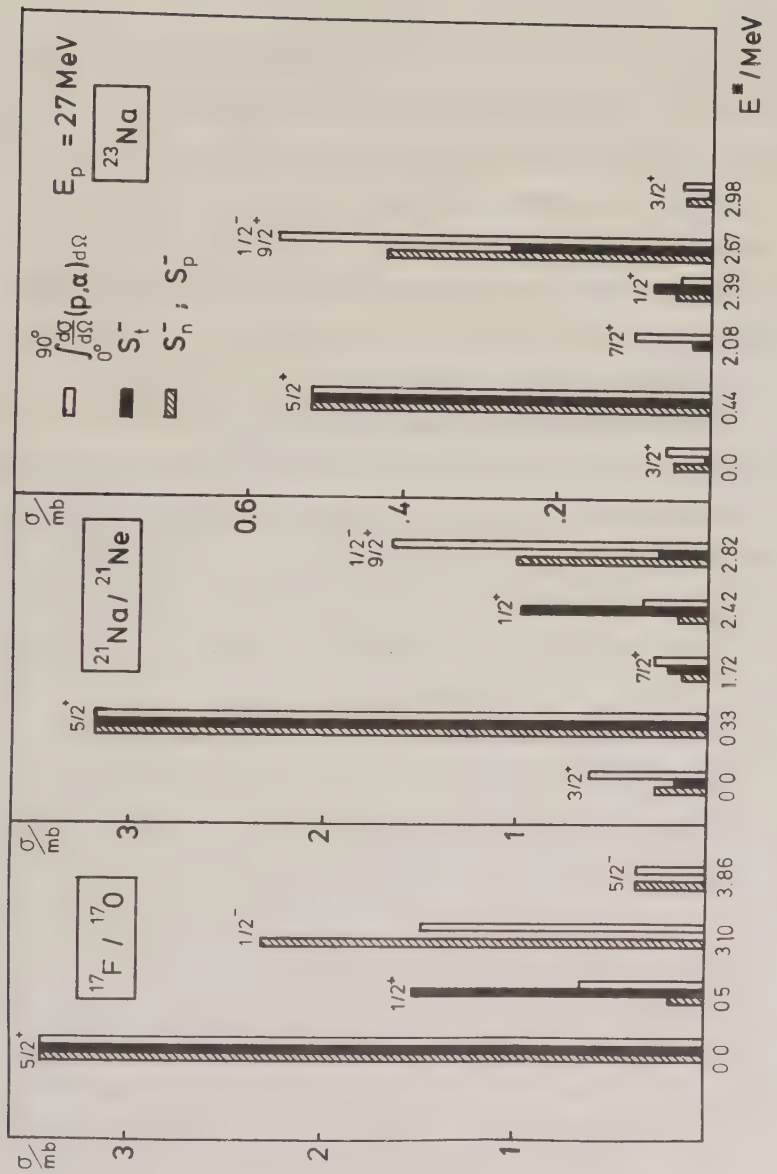

Bild 21: Vergleich experimenteller Wirkungsquerschnitte mit spektroskopischen Faktoren für den Einteilchentransfer.

spektroskopischen Faktoren für den 3-Teilchentransfer von Chung und Wildenthal und mit den experimentellen spektroskopischen Faktoren für den Ein-Nukleon pickup durchgeführt. Die Ordinate zeigt den integrierten Wirkungsquerschnitt unter Vorwärtswinkeln, der in Form weißer Balken aufgetragen ist. Die schwarzen Balken geben den spektroskopischen Faktor von Chung und Wildenthal wieder, während die gestreiften Balken im Falle von ^{20}Ne und ^{24}Mg die experimentelle Stärke des Neutronen pickup, im Falle von ^{26}Mg die Stärke des Protonen pickup an ^{24}Mg angibt. An der Abszisse sind die Anregungsenergien des Restkerns der (p,α)-Reaktion aufgetragen. Die Werte für den Neutronen pickup an ^{18}O wurde einer Arbeit von Pignanelli /39/, entsprechende Werte des Einteilchentransfers zu den Restkernen ^{21}Ne bzw. ^{23}Na einer Arbeit von Endt /40/ entnommen, wobei der Wert für $\Delta J^{\pi} = 7/2^{+}$ zum ^{21}Ne mit der Stärke der ^{22}Ne(^{3}He,α)^{21}Ne-Reaktion /41/ abgeschätzt wurde. Es wurde für jede Reaktion getrennt am stärksten Übergang angepaßt. Wie bereits in Abschnitt 4.3.1 beschrieben, geben die theoretischen Rechnungen von Chung und Wildenthal nur den Trend der experimentellen Stärken der (p,α)-Reaktion wieder; man findet zwischen Experiment und Theorie systematische Abweichungen, die mit dem übertragenen Drehimpuls ΔJ korreliert sind: Bild 21 zeigt, daß die experimentellen (p,α)-Stärken durch die experimentellen Stärken für den Einnukleonen Transfer deutlich besser beschrieben werden. Es wäre daher interessant zu untersuchen, ob durch einen verfeinerten Ansatz der Wellenfunktionen die Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment des Drei-Nukleonen-Transfers verbessert werden kann.

Bild 21 zeigt darüberhinaus noch ein weiteres: Der $5/2^-$-Zustand in ^{17}O und der $7/2^+$-Zustand in ^{21}Ne sind beide durch einen als Einstufenprozeß verlaufenden Einnukleonen pickup nicht anregbar. Dennoch findet man eine (wenn auch jeweils schwache) experimentelle Stärke. Schließt man Compoundkernprozesse für die Anregung aus, bleibt als Möglichkeit zu ihrer Anregung nur der Mehrstufenprozeß. Wenn aber bereits bei Einteilchentransferreaktionen Mehrstufenprozesse nicht ausgeschlossen werden können, wird man einen umso größeren Beitrag bei Dreiteilchentransferreaktionen erwarten können. Es ist deshalb nicht auszuschließen, daß die beobachteten Abweichungen zwischen experimentellen und theoretischen (p,α)-Stärken zum Teil hierin ihre Ursache haben.

4.3.3 Massenabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte

Die Wirkungsquerschnitte für die Grundzustandsübergänge von (p,α)-Reaktionen an Kernen der 1p-Schale zeigen eine systematische Massenabhängigkeit: Für die beiden α-artigen Targetkerne ^{12}C und ^{16}O ist der Wirkungsquerschnitt wesentlich größer als bei den Nachbarkernen. Ein ähnliches Verhalten ist auch von den (n,α)- und (d,α)-Reaktionen an leichten Kernen über einen größeren Massenbereich hinweg bekannt /42/; er wird in der Literatur mit dem Namen odd-even-Effekt bezeichnet. Die in dieser Arbeit beschriebenen (p,α)-Messungen an den Kernen ^{20}Ne und ^{24}Mg zeigen, daß sich dieser Effekt

auch bei den (p,α)-Reaktionen nicht auf die Kerne der 1p-Schale beschränkt sondern auch an den Kernen der 2s 1d-Schale beobachtet wird. In Bild 22 sind die integrierten Wirkungsquerschnitte für die (p,α)-Grundzustandsübergänge an den α-artigen Kernen ^{12}C, ^{16}O, ^{20}Ne und ^{24}Mg zusammen mit denen an den Kernen ^{11}B, ^{15}N, ^{19}F, ^{23}Na und ^{27}Al für drei Einschußenergien aufgetragen. Die Ergebnisse von den Kernen der 1p-Schale sind der Arbeit von Weng /4/ entnommen, die ^{19}F-Daten der Arbeit von Stäbler /23/, die Meßergebnisse an ^{23}Na und ^{27}Al von Hoyler /26/ gewonnen. Man sieht deutlich, daß der Wirkungsquerschnitt für die (p,α)-Reaktionen zwischen den beiden Klassen von Targetkernen stark differiert, wobei der Unterschied im Mittel eine Größenordnung beträgt.

Wie man dieser Abbildung weiter entnehmen kann, ist dieser odd-even-Effekt im Wirkungsquerschnitt korreliert mit den Q-Werten für diese Reaktionen: Reaktionen mit stark negativen Q-Werten (α-artige Targetkerne) besitzen einen großen Wirkungsquerschnitt, Reaktionen mit stark positiven Q-Werten (α-artige Zwischenkerne) besitzen einen kleinen Wirkungsquerschnitt. Diese Korrelationen der Größe des Wirkungsquerschnitts mit den kinematischen Gegebenheiten legte es nahe /42/, als Ursache des odd-even-Effektes die mit ansteigendem Q-Wert zunehmende Drehimpulsfehlanpassung zwischen Eingangs- und Ausgangskanal anzunehmen. Aufgrund der unterschiedlichen Massen von Proton und α-Teilchen wächst mit zunehmendem Q-Wert der Drehimpulsübertrag vom Eingangs- zum Ausgangskanal stark an, was eine abnehmende Überlappung der Wellenfunktionen im Eingangs-

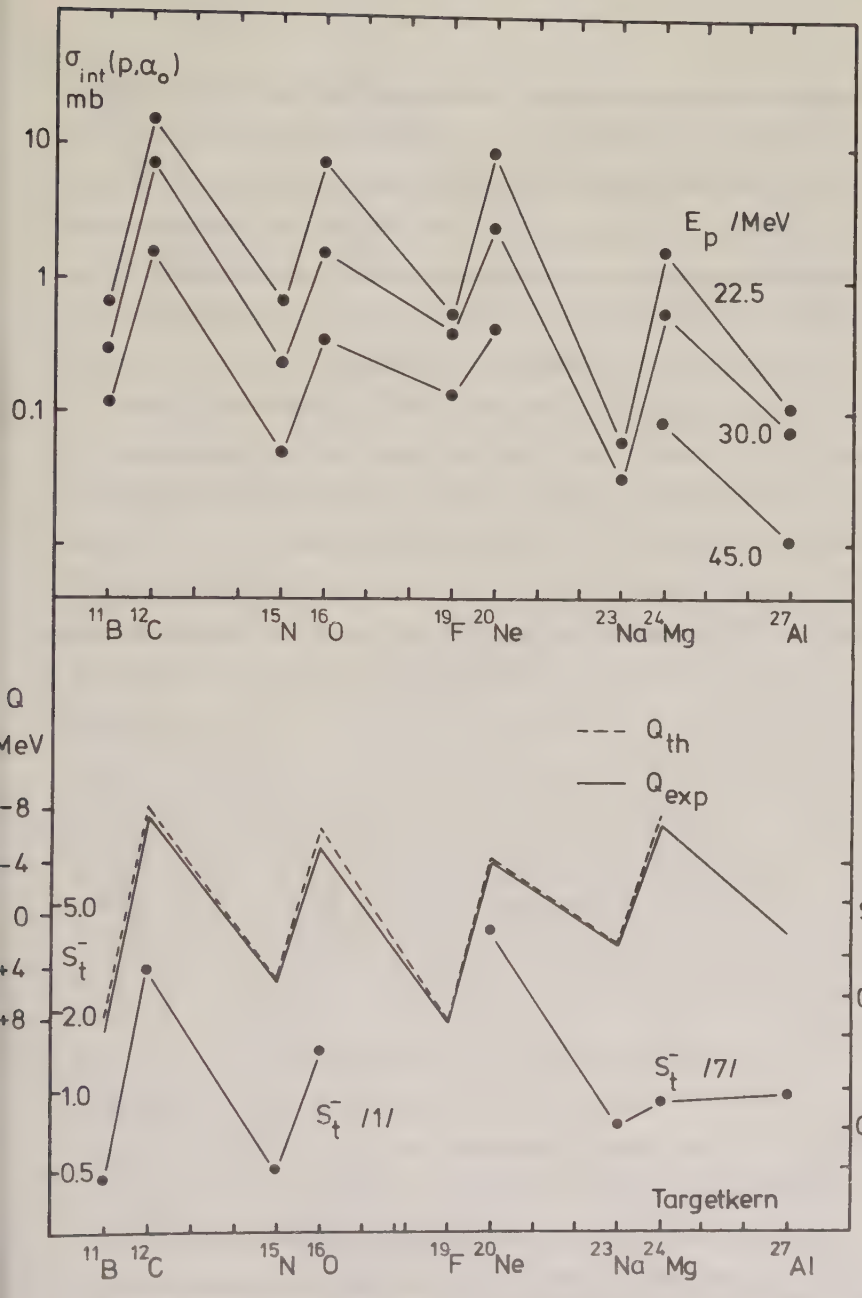

Bild 22: Korrelation von (p,α_o).Übergangsstärken mit dem Q-Wert.

und Ausgangskanal und damit eine Verkleinerung des Wirkungsquerschnitts zur Folge hat. Aus dem Vergleich der (p,α_o)-Daten bei verschiedenen Einschußenergien, gewonnen an Kernen der 1p-Schale, zog Weng /4/ jedoch den Schluß, daß die Drehimpulsfehlanpassung nicht die einzige Ursache für den odd-even-Effekt sein kann. Tatsächlich konnte er zeigen, daß nicht nur eine starke Korrelation zwischen Wirkungsquerschnitt und Q-Wert sondern auch zwischen Wirkungsquerschnitt und spektroskopischem Faktor besteht. Diese an den Kernen der 1p-Schale gewonnenen Ergebnisse lassen sich nun ebenfalls auf die untersuchten Kerne der sd-Schale übertragen: In Bild 22 sind nebem dem Q-Wert der Reaktion auch die spektroskopischen Faktoren für diese Übergänge angegeben, wie sie aus Rechnungen von Kurath und Millener (1p-Schale)/1/ und Chung und Wildenthal (2s1d-Schale) /7/ folgen. Man sieht, daß der Gang der spektroskopischen Faktoren in der Tat den Gang der Wirkungsquerschnitte wiedergibt. Nur der Übergang der Reaktion $^{24}Mg(p,\alpha_o$ zum $3/2^+$ Grundzustand im ^{21}Na wird, wie schon im Abschnitt 4.3.1 bemerkt wurde, von der Theorie zu schwach wiedergegeben. Der odd-even-Effekt ist deshalb im wesentlichen ein Struktureffekt.

Die aus Bild 22 ablesbare Korrelation zwischen den integrierten Wirkungsquerschnitten und den experimentellen Q-Werten der (p,α)-Grundzustandsübergänge läßt sich qualitativ verstehen: Bei α-artigen Targetkernen wird bei einer (p,α)-Reaktion, die als Triton-pickup zum Grundzustand des Restkerns abläuft, ein Triton ausgebaut, wobei ein Alphacluster

mit seiner großen Bindungsenergie aufgebrochen werden muß. Deshalb ist der Q-Wert für die (p,α)-Reaktion an diesen Kernen stark negativ. Bei den (p,α)-Reaktionen, die zu α-artigen Restkernen führen, wird dagegen bei den Übergängen zum Grundzustand ein nur schwach gebundenes Triton ausgebaut; die Q-Werte sind daher positiv. Um hierbei den Grundzustand der α-artigen Restkerne anzuregen, muß das Triton aus den drei Nukleonen gebildet werden, die schwach an den Core gebunden sind. Da dies nur auf eine Weise geschehen kann, ist der Wirkungsquerschnitt für solche Prozesse klein. Im Gegensatz dazu kann man bei den α-artigen Targetkernen das Triton auf mehrere Arten aus den α-Clustern ausbauen, wobei der gleiche Grundzustand angeregt wird. Daher wird bei diesen Targetkernen der (p,α)-Prozeß einen großen Wirkungsquerschnitt zeigen.

Die Korrelation zwischen Übergangsstärke und Q-Wert bei (p,α)-Reaktionen läßt sich darüber hinaus auch quantitativ verstehen, wenn man die Schalenmodellrechnungen in der 1p-Schale /1/, /2/ und in der 2s1d-Schale /7/ berücksichtigt. In Bild 22 sind neben den experimentellen Q-Werten auch theoretische Q-Werte für die (p,α)-Reaktionen aufgetragen (gestrichelte Kruve), die aus den theoretisch berechneten Bindungsenergien der beteiligten Kerne aus dem Schalenmodell folgen. Dabei wurde bei den Kernen der sd-Schale die Coulombenergie aus einer homogen geladenen Kugel mit dem Radius $R = 1.2\ A^{1/3} f_m$ berechnet. Wie das Bild zeigt, ist die Übereinstimmung der experimentellen und theoretischen Q-Werte recht gut.

Damit gelingt es einerseits die experimentellen Übergangsstärken durch die spektroskopischen Faktoren wiederzugeben, zum andern die experimentellen Q-Werte aus den gleichen Schalenmodellwellenfunktionen zu berechnen, womit gezeigt ist, daß auch der Gang der Q-Werte mit der Massenzahl von der Struktur der beteiligten Kerne bestimmt ist.

Der in Bild 22 dargestellte odd-even-Effekt und seine Erklärung mit Hilfe der spektroskopischen Faktoren ermöglicht das Verständnis einer anderen, seit längerer Zeit bekannten Beobachtung. Wie in 4.2.1 diskutiert wurde, kann man für (p,α)-Reaktionen mit einem überwiegenden Direktreaktionsmechanismus rechnen, wenn die Anregungsenergie im Zwischenkern etwa 30 MeV übersteigt. Bei den Targetkernen ^{11}B, ^{15}N, ^{19}F und ^{23}Na ist dies wegen $Q >> 0$ bei einer Einschußenergie von etwa 15 MeV, bei den α-artigen Targetkernen ^{12}C, ^{16}O, ^{20}Ne und ^{24}Mg wegen $Q << 0$ bei einer Einschußenergie von etwa 30 MeV der Fall. Bei gleicher Anregungsenergie des Zwischenkerns und damit ähnlicher Zerfallsmöglichkeit des Zwischenkerns wird bei diesen Energien der Compoundanteil im α_o-Kanal für die (p,α_o)-Reaktionen an allen betrachteten Targetkernen etwa gleich sein und mit abnehmender Energie in allen Fällen etwa gleich stark ansteigen. Wegen des odd-even-Effektes ist bei den Reaktionen an α-artigen Targetkernen der Direktreaktionsanteil am Wirkungsquerschnitt aber wesentlich größer als bei den Kernen ^{11}B, ^{15}N, ^{19}F und ^{23}Na. Ausgehend von Einschußenergien, die $E^* \approx 30$ MeV entsprechen, wird man deshalb mit abnehmender Energie bei den α-artigen Targetkernen über einen wesentlich größeren Energiebereich

hinweg mit stärkeren direkten Anteilen rechnen können als bei den Kernen ^{11}B, ^{15}N, ^{19}F und ^{23}Na. Dieses Verhalten wird in der Tat beobachtet: Während in den Winkelverteilungen der Reaktionen an den letztgenannten Kernen der Übergang zur energieunabhängigen Form sehr plötzlich (d.h. in einem sehr engen Energieintervall) nahe E_p = 15 MeV erfolgt /43/, läßt sich bei den α-artigen Targetkernen die Hochenergieform der Winkelverteilung bei Einschußenergien weit unterhalb $E_p \approx 30$ MeV noch deutlich erkennen (siehe Bild 14). Der Übergang zum überwiegenden Direktreaktionsmechanismus erfolgt bei diesen Kernen mit ansteigender Energie wesentlich "sanfter" als bei den Kernen ^{11}B, ^{15}N, ^{19}F und ^{23}Na, bei denen dieser Übergang bei wesentlich kleineren Einschußenergien sehr "plötzlich" erfolgt.

5. Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit werden die (p,α)-Reaktionen an den Targetkernen ^{20}Ne, ^{24}Mg und ^{26}Mg untersucht. Die Messungen wurden am Isochronzyklotron der KFA Jülich durchgeführt. Es wurden Winkelverteilungen im Energiebereich zwischen 22.5 MeV und 45 MeV zu mehreren Restkernzuständen ausgewertet.

Es konnte gezeigt werden, daß sich die gemessenen Winkelverteilungen für die stärksten Übergänge bei den höheren Einschußenergien durch DWBA-Rechnungen gut reproduzieren lassen. Dieses Ergebnis bestätigt die aus der Form der Winkelverteilungen und dem Verlauf der integrierten Wirkungsquerschnitte von (p,α)-Reaktionen an Kernen der 1-p Schale gewonnene Ergebnis, daß für (p,α)-Reaktionen an leichten Kernen bei Einschußenergien, die das Zwischenkernsystem um mehr als 30 MeV anregen, der Direktreaktionsmechanismus dominiert.

Den DWBA-Rechnungen liegt die Vorstellung eines Einstufen-Transfer-Prozesses, eines Triton-pickup mit Clusterformfaktor und endlicher Reichweite für das p-t-Wechselwirkungspotential (finite range DWBA) zugrunde. Es zeigte sich, daß eine optimale Wiedergabe der gemessenen Winkelverteilungen mit ähnlichen Potentialparametern für das optische α-Potential gelingt, die bereits bei früher durchgeführten Analysen der Reaktionen $^{11}B(p,\alpha)^{8}Be$, $^{19}F(p,\alpha)^{16}O$ mit

Erfolg verwendet wurden, während aus Streuexperimenten gewonnene Potentialdaten dazu nicht in der Lage sind.

Die gemessenen Stärken für die einzelnen Übergänge lassen sich sowohl mit den experimentellen Stärken für den Einteilchentransfer als auch mit Ergebnissen aus Schalenmodellrechnungen vergleichen. Dabei zeigte sich, daß die spektroskopischen Faktoren für den Dreiteilchentransfer von Chung und Wildenthal nur den Trend der experimentellen Stärken befriedigend wiedergeben. Die beobachteten Diskrepanzen sind besonders stark bei Übergängen mit dem Drehimpulstransfer $\Delta J^{\pi} = 3/2^{+}$ und $7/2^{+}$. Dagegen folgt aus dem Vergleich mit den experimentellen Stärken für den Einteilchentransfer, daß auch im Bereich der sd-Schale das Spektatormodell recht erfolgreich ist.

Schließlich konnte gezeigt werden, daß auch in der sd-Schale für (p,α)-Reaktionen ein odd-even-Effekt existiert, der wie in der p-Schale eine starke Korrelation mit dem Q-Wert der Reaktion aufweist. Sowohl der odd-even-Effekt, als auch die Korrelation mit dem Q-Wert können durch die Schalenmodellrechnungen beschrieben werden.

Herrn Prof. Krüger danke ich für die Unterstützung dieser Arbeit.

Für die Anregung zu dieser Arbeit sowie für die ständige Unterstützung während ihrer Durchführung möchte ich Herrn Prof. Staudt herzlich danken. Darüber hinaus bin ich den Mitgliedern seiner Arbeitsgruppe für die gute Zusammenarbeit dankbar.

Mein besonderer Dank gilt dem Direktor des Instituts für Kernphysik der KFA Jülich, Herrn Prof. Mayer-Böricke, für die Bereitstellung der Strahlzeit, sowie den Mitarbeitern des IKP für die gute Betreuung während der Strahlzeiten.

Das Bundesministerium für Bildung und Wissenschaft sowie das Land Baden-Württemberg stellten in dankenswerter Weise die für die Durchführung der Experimente erforderlichen Mittel zur Verfügung.

Literaturverzeichnis

/1/ D. Kurath and D. J. Millener, Nucl. Phys. A238 (1975) 269

/2/ S. Cohen and D. Kurath, Nucl. Phys. 73 (1965) 1

/3/ D. Kurath, Proc. Int. Conf. on Clustering Phenomena in Nuclei, Maryland 1975, p. 439
C. C. Maples, Ph. D. thesis, Berkeley LBL-253 (1971)

/4/ F.Weng, Dissertation, Tübingen 1979

/5/ J.W. Smits, F. Iachello, R.H. Siemssen and A. van der Woude, Phys. Lett. 53B (1974) 337
J.W. Smits and R.H. Siemssen, Nucl. Phys. A261 (1976) 385

/6/ F. Pellegrini, G. Calvelli, P. Guazzoni and S. Micheletti, Phys. Rev. C15 (1977) 573

/7/ W. Chung and B.H. Wildenthal, Michigan State University, private Mitteilung

/8/ W.R. Falk, private Mitteilung

/9/ O. Aspelund et al., Jahresbericht des IKP der KFA Jülich 1971, p. 7
W. Gebauer et al., Jahresbericht des IKP der KFA Jülich 1971, p. 117

/10/ H. Hadamek et al., Jahresbericht des IKP der KFA Jülich 1974, p. 68

/11/ P. Guazzoni et al., Phys. Rev. C4 (1971) 1092
M. Pignanelli et al., Phys. Rev. C10 (1974) 445

/12/ F.S. Goulding, D.A. Landis, J. Cerny and R.H. Pohl, Nucl. Instr. and Methods 31 (1964) 1

/13/ E. Silverstein, Nucl. Instr. and Methods 4 (1959) 53

/14/ M. Wünsch, unveröffentlicht

/15/ H.P. Blok et al., Nucl. Instr. and Methods 128 (1975) 54

/16/ P.R. Bevington, Data Reduction and Error Analysis for the Physical Sciences, New York, 1969

/17/ F. Ajzenberg-Selove, Nucl. Phys. A281 (1977) 1

/18/ P.M. Endt and C. Van der Leun, Nucl. Phys. A310 (1978) 1

/19/ R.L. Kozub et al. Phys. Rev. 172 (1968) 1078

/20/ T. Yamazaki et al. J. Phys. Soc. Japan 18 (1963) 620

/21/ C.E. Hunting and N.S. Wall, Phys. Rev. 115 (1959) 956

/22/ W.R. Coker, T. Udagawa, and H.H. Wolter, Phys. Rev. C7 (1973) 1154

/23/ A. Stäbler, Dissertation, Tübingen 1975
W. Buck, Dissertation, Tübingen 1976

/24/ G.R. Satchler, Nucl. Phys. 55 (1964) 1

/25/ N. Austern, Direct Nuclear Reaction Theories, Wiley, New York 1970

/26/ H. Oberhummer, Habilitationsschrift, Wien 1980

/27/ S.H. Suck, Dissertation, Austin 1972

/28/ H.H. Duhm, Nucl. Phys. A118 (1968) 563

/29/ P.D. Kunz, unveröffentlicht

/30/ F.D. Becchetti, Jr., and G.W. Greenlees, Phys. Rev. 182 (1969) 1190

/31/ T.P. Krick, N.M. Hintz and D. Dehnhard, Nucl. Phys. A218 (1973) 549

/32/ B.T. Lucas, S.W. Cosper and O.E. Johnson, Phys. Rev. 167 (1968) 990
J. Legu and P.C. Macq, Nucl. Phys. A218 (1974) 429

/33/ N. Austern, Direct Nuclear Reaction Theories, Wiley, New York 1970 p. 78 ff.
L.R. Dodd and K.R. Greider, Phys. Rev. 146 (1966) 675

/34/ U. Strohbusch, W. Schmidt and G. Huber, Nucl. Phys. A163 (1971) 453

/35/ K.T. Hecht and D. Braunschweig, Nucl. Phys. A244 (1975) 365

/36/ F. Hoyler, private Mitteilung

/37/ F. Pelegrini et al. Phys. Rev. C15 (1977) 573

/38/ H.J. Brede et al., Z. für Physik 245 (1971) 1

/39/ M. Pignanelli et al. Phys. Rev. C8 (1973) 2120

/40/ P.M. Endt, Atomic Data and Nuclear Data Tables 19 (1977) 23

/41/ K.P. Artemov et al., Sov. J. of Nucl. Phys. 12 (1971) 130

/42/ M. Mörike, G. Staudt, F. Weng, Zeitschrift für Physik A287 (1978) 211
R. Klabes et al., Nucl. Phys. A152 (1970) 232

/43/ F. Hoyler, Diplomarbeit 1979

Lebenslauf

Thies Rohwer, geboren am 16. September 1944 in Wismar/Mecklenburg als Sohn des Dipl. Ing. Theodor Rohwer und seiner Ehefrau Dipl. Ing. Elisabeth Rohwer, geborene Dibbern. Nach dem Besuch der Volksschule und des Gymnasiums in Preetz/Holstein wechselte ich 1961 an die Goethe-Schule in Flensburg und legte dort am 12. Februar 1965 die Reifeprüfung ab. Nach Beendigung des Wehrdienstes begann ich im Wintersemester 1966 das Studium der Physik an der Universität Tübingen. Die Vordiplomprüfung bestand ich im Februar 1969, die Diplomprüfung am 19. Dezember 1973. Von Februar 1975 bis Juni 1980 fertigte ich meine Dissertation am Physikalischen Institut der Universität Tübingen unter Anleitung von Prof. Dr. G. Staudt an. Das Thema lautet: "Untersuchung des Tritontransfers in der sd-Schale mit (p,α)-Reaktionen an den Kernen ^{20}Ne, ^{24}Mg und ^{26}Mg".

Ich bin seit dem 1. September 1975 wissenschaftlicher Angestellter am Lehrstuhl I für Experimentalphysik der Universität Tübingen. Seit dem 20. April 1976 bin ich mit der Biologin Dr. Roswitha Rohwer, geborene Steinmetz, verheiratet.
Meine akademischen Lehrer waren die Professoren und Dozenten: M. Baumann, G. Betsch, W. Braunbeck, W. Gölz, U. Hausmann, W. Jens, C. Jönson, H. Kleinpoppen, H. Krüger, F. Lenz, G. Mack, G. Möllenstedt, R. Mühleisen, E. Müller, H. Pfister, M. Reimer, W. Rüdorff, H. Schaefer, M. Schramm, W. Schulz, J. Sommer, G. Staudt, H. Stumpf, K. Walter, H. Wielandt, K. Wildermuth, H. Wittern, K. Zeller, W. Zimmermann.

Sprint-Druck GmbH
7000 Stuttgart 30
Wiener Str. 117
Tel. 0711/81 26 69